



HAL
open science

Étude numérique de l'interaction choc/couche limite en géométrie de révolution

Tamon Nakano

► **To cite this version:**

Tamon Nakano. Étude numérique de l'interaction choc/couche limite en géométrie de révolution. Autre. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2018. Français. NNT : 2018ESMA0013 . tel-02007333

HAL Id: tel-02007333

<https://theses.hal.science/tel-02007333>

Submitted on 5 Feb 2019

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE

Pour l'obtention du Grade de

DOCTEUR DE L'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE
DE MECANIQUE ET D'AEROTECHNIQUE

(Diplôme National—Arrêté du 25 mai 2016)

Ecole Doctorale :

Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Energétique et Aéronautique

Secteur de Recherche :

Énergétique thermique et combustion

Présentée par :

Tamon NAKANO

**Etude numérique de l'interaction choc/couche limite en
géométrie de révolution**

Directeur de thèse : **Eric Goncalvès**

Co-encadrant : **Guillaume Lehnasch**

Soutenue le 12 septembre 2018

Jury

Rapporteurs :

Mme Cinnella Paola Professeur ENSAM Paritech, DYNFLUID

Mr Hadjadj Abdellah Professeur INSA, CORIA Rouen

Membres du jury :

Mr Goncalvès Eric Professeur ISAE-ENSMA

Mr Lehnasch Guillaume Maître de Conférences ISAE-ENSMA

Mr Mura Arnaud Directeur de Recherche CNRS, PPRIME, Poitiers

Mr Tenaud Christian Directeur de Recherche CNRS, LIMSI, Orsay

THESE

Pour l'obtention du Grade de

DOCTEUR DE L'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE
DE MECANIQUE ET D'AEROTECHNIQUE

(Diplôme National—Arrêté du 25 mai 2016)

Ecole Doctorale :

Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Energétique et Aéronautique

Secteur de Recherche :

Énergétique thermique et combustion

Présentée par :

Tamon NAKANO

**Etude numérique de l'interaction choc/couche limite en
géométrie de révolution**

Directeur de thèse : **Eric Goncalvès**

Co-encadrant : **Guillaume Lehnasch**

Soutenue le 12 septembre 2018

Jury

Rapporteurs :

Mme Cinnella Paola Professeur ENSAM Paritech, DYNFLUID

Mr Hadjadj Abdellah Professeur INSA, CORIA Rouen

Membres du jury :

Mr Goncalvès Eric Professeur ISAE-ENSMA

Mr Lehnasch Guillaume Maître de Conférences ISAE-ENSMA

Mr Mura Arnaud Directeur de Recherche CNRS, PPRIME, Poitiers

Mr Tenaud Christian Directeur de Recherche CNRS, LIMSI, Orsay

Table des matières

Remerciements	3
1 Introduction	15
1.1 Contexte et problématique	15
1.2 Interactions choc/couche limite : considérations générales	17
1.3 Le cas de la rampe de compression supersonique	18
1.4 Rampe de compression en géométrie cylindrique	23
1.5 Objectifs et plan de la thèse	28
2 Outils de simulation numérique	31
2.1 Équations générales du problème	31
2.2 Traitement de la géométrie curviligne	34
2.2.1 Introduction de la formulation curviligne	34
2.2.2 Bilan : formulation curviligne retenue des équations de Navier-Stokes adimensionnées	36
2.2.3 Evaluation des coefficients de la transformation métrique	37
2.3 Discrétisation spatiale et temporelle	39
2.3.1 Schémas aux différences finies centrés optimisés	39
2.3.2 Schémas WENO	41
2.3.3 Hybridation des schémas WENO / Centré-Optimisé	43
2.3.4 Intégration temporelle	44
2.4 Condition aux limites	45
2.5 Validation de la méthode numérique	47
2.5.1 Propagation d'un pulse acoustique	47
2.6 Validation sur un cas test de diffraction acoustique	51
2.7 Diffraction d'une source harmonique par un cylindre	53
2.8 Taylor Green Vortex	55
2.9 Interaction choc/tourbillon	59
2.10 Conclusions	61
3 Zone en amont de l'interaction	63
3.1 Description et configuration des calculs	63
3.1.1 Mode de collecte des données	67
3.2 Caractérisation de la zone de transition et croissance de la couche limite	71
3.3 Effet de courbure sur la structure de la turbulence	81
3.3.1 Effet du forçage amont	81

3.4	Contraintes turbulentes et tenseur d'anisotropie	87
3.4.1	Contraintes turbulentes	87
3.4.2	Tenseur d'anisotropie	89
3.4.3	Bilan d'énergie cinétique turbulente	92
3.4.4	Structures tourbillonnaires	95
3.5	Synthèse	96
4	Étude de la zone d'interaction	99
4.1	Topologie globale et plans d'analyse	100
4.2	Paramètres intégraux	102
4.3	Champs moyens	107
4.4	Champ turbulent	114
4.5	Structure azimutale de la zone d'interaction	125
4.6	Bilan	131
5	Dynamique instationnaire de l'interaction	133
5.1	Description globale qualitative	133
5.2	Caractérisation du mouvement de choc	139
5.2.1	Détection du choc	140
5.2.2	Caractéristiques globales	142
5.2.3	Structure azimutale du choc	144
5.3	Activité tourbillonnaire à travers la zone d'interaction	149
5.4	Structure du champ de pression pariétale	155
5.4.1	Distribution d'énergie des fluctuations de pression pariétale	155
5.4.2	Modes azimutaux de pression pariétale	156
5.4.3	Efforts de pression exercés sur la configuration	164
5.5	Conclusion	166
A		175

Remerciements

Ce travail de thèse a été réalisé à l'institut Pprime de Poitiers, au sein de la branche Fluide du département Fluide, Thermique et Combustion, sous la direction conjointe de Eric Gonçalves, Professeur à l'ENSMA, et Guillaume Lehnasch, Maitre de Conférences à l'ENSMA.

Je tiens à remercier particulièrement Eric Gonçalves et Guillaume Lehnasch pour tous les conseils qui m'ont permis d'arriver à la rédaction d'une thèse et pour leur encadrement de manière générale.

Je remercie également tous les membres du CEAT ainsi que ceux du département 2AT pour leur soutien et leur bonne humeur.

Je voudrais également remercier tout les post-doctorants, doctorants et stagiaires que j'ai eu la chance de rencontrer : Selene Piantanida, Igor Albuquerque Maia, Thiago Lima de Assuncao, Oguzhan Kaplan, Marc-Antoine Lambert, Matteo Mancinelli.

Table des figures

1.1	Entrée d'air de véhicule supersonique Scramjet (source : NASA Langley). . .	16
1.2	Profil transsonique[7]	16
1.3	Aubes de turbines (source : DLR)	16
1.4	Tuyères de fusée [40]	16
1.5	Pâles de compresseurs (source : DLR)	16
1.6	Schémas de configurations de SWBLI : (a) rampe de compression, (b) choc oblique incident (c) "blunt fin"	18
1.7	Un cas rampe effectué en DNS par [2]	20
1.8	Visualisation Schlieren réalisée en DNS par Adams [2]	20
1.9	Signal de pression pariétale (gauche) et spectre énergétique (droite) à trois différentes positions en amont de l'interaction [84]	21
1.10	(a) Fréquences maximales de mouvement du choc $(f_c)_{max}$ en fonction de la longueur d'interaction L_i pour diverses conditions géométriques, (b) nombre de Strouhal $St_{L_i} = (f_c)_{max}L_i/U_\infty$ obtenu par Gonzales et Dolling [31] et présenté dans [13]	22
1.11	(a) Iso-surface de vitesse longitudinale. La rotation dans le sens des aiguilles d'une montre est représentée en bleu, l'autre sens est en rouge (b) Schéma de tourbillons de Görtler [33]	23
1.12	Influence de la courbure transverse sur les profils de vitesse longitudinale (gauche) et de déficit de vitesse (droite), d'après Willmarth [81].	24
1.13	Influence de la courbure sur les contraintes de vitesse longitudinale [52], γ désigne le rapport δ/a	25
1.14	Configurations étudiées par Coe et Chyu [14]	26
1.15	Configuration expérimentale de Robinson [63]	26
1.16	Configuration de Kussoy et al. [44]	27
1.17	Configuration axisymétrique avec une bosse de Chandola et al. [12]	27
2.1	Schémas à la paroi pour les termes convectifs	46
2.2	Schémas à la paroi pour les termes visqueux	47
2.3	Maillages retenus pour le test de propagation acoustique : cas cartésien (gauche) et curviligne (droite).	48
2.4	Champ de pression instantané après propagation de la perturbation acoustique sur le maillage curviligne	49
2.5	Comparaison des profils de pression en $y = 0$ relatifs à la solution de propagation de la perturbation acoustique sur maillage cartésien et curviligne à $t = 30$	49

2.6	Erreur introduite par la résolution	50
2.7	Définition de l'angle local de déformation θ_i	51
2.8	Erreurs en fonction de déformation	51
2.9	Schéma de la configuration d'étude de diffraction d'un pulse acoustique sur un cylindre.	52
2.10	Signal temporel de pression au point d'observation associé à la propagation/diffraction sur un cylindre du pulse acoustique.	53
2.11	Configuration du cas test de diffraction d'une perturbation acoustique harmonique sur un cylindre.	54
2.12	Vue instantanée du champ de pression fluctuant : a/ solution avec filtre A, b/ solution avec filtre B, c/ solution de référence (extrait de Marsden [9]).	55
2.13	Configuration de maillage en résolution intermédiaire	56
2.14	Iso-surfaces de critère Q ($Q = 5$) à $t = 8, 12$ en maillage intermédiaire colorées par l'amplitude de la vitesse	57
2.15	Évolution temporelle de l'énergie cinétique du mouvement fluctuant moyenné sur le domaine E_k et de son taux de dissipation pour différents types de maillage.	58
2.16	Évolution de la structure de l'interaction choc/tourbillon observé par visualisation pseudo-Schlieren (basé sur la masse volumique).	60
2.17	Visualisation de la zone d'activation (en noir) du schéma WENO pour le cas test d'interaction choc/tourbillon avec le maillage Curv.5 à $t = 0.41$).	61
3.1	Systèmes de coordonnées : repère local suivant la paroi (gauche) et repère cylindrique global (droite)	63
3.2	Domaine de calcul, plan (x,r) , 1 point sur 15 en ξ et 1 sur 10 en ζ (cas plan) sont tracés.	65
3.3	Évolution temporelle de la vitesse u_1 mesurée au point $(x_1-x_{rampe}, x_2)=(8.63\delta_0, 0.043\delta_0)$	68
3.4	Évolution de $(u_1)_a$ la moyenne cumulée de la vitesse u_1 mesurée au point $(x_1, x_2)=(8.63\delta_0, 0.043\delta_0)$	68
3.5	Évolution du moment d'ordre 2 mesuré au point $(x_1, x_2)=(8.63\delta_0, 0.043\delta_0)$	69
3.6	Évolution des moments d'ordre 1 et 2 en fonction du nombre d'échantillons considéré	70
3.7	Structures pariétales visualisées par le critère Q , les repères signifiant la longueur adimensionnée par δ_0	72
3.8	Zoom des structures pariétales visualisées par le critère Q	73
3.9	Champ de nombre de Mach instantané, les repères signifiant x/δ_0 et r/δ_0	74
3.10	Evolution du coefficient de frottement dans la direction x	75
3.11	Évolution de l'épaisseur de couche limite.	77
3.12	Évolution de l'épaisseur de quantité de déplacement	77
3.13	Évolution de l'épaisseur de quantité de mouvement	78
3.14	Évolution du facteur de forme.	78
3.15	Évolution du nombre de Reynolds Re_θ	79
3.16	Évolution du nombre de Reynolds Re_τ	79
3.17	Profil de vitesse moyenne (van Driest)	80
3.18	Déficit de vitesse longitudinale	81

3.19	Champ de vitesse moyenne ($\langle u_1 \rangle_t - \langle u_1 \rangle_{t,az}$)/ U_∞ dans le plan (ξ, η) , $x_2^+ \approx 7$ (en haut), 46 (milieu) et 170 (en bas), cas cylindrique $\delta_0/r_0 = 0.3$	82
3.20	Evolution des fluctuations de vitesse RMS \bar{u}'_1 adimensionnée par U_∞ , plan ξ, η , cas cylindrique $\delta_0/r_0 = 0.3$	83
3.21	Champ des fluctuations de vitesse \bar{u}'_1/U_∞ (plan (ξ, η) , $x_2^+ \approx 7$ (en haut), 46 (milieu) et 170 (en bas), cas cylindrique $\delta_0/r_0 = 0.3$)	84
3.22	Fonction d'auto-corrélation de $\rho', u'_1, u'_2, u'_3, p'$ selon x_3	85
3.23	Fonction de corrélation de u'_1 selon x_3 évaluée en $x_2 = 0.2, 0.6, 0.8\delta_l$ de gauche à droite	86
3.24	Distribution de spectre selon le nombre d'onde en azimuth en $x_2/\delta_l = 0.2$	87
3.25	Distribution de spectre de u'_1 selon le nombre d'onde en azimuth en $x_2/\delta_l = 0.2, 0.6, 0.8$, de gauche à droite	87
3.26	Profils des contraintes $u'_1 u'_1$ normalisées	88
3.27	Profils des contraintes $u'_2 u'_2$ normalisées	89
3.28	Profils des contraintes croisées $u'_1 u'_2$ normalisées	89
3.29	Représentation du plan des invariants $(-I_2, I_3)$ d'anisotropie et types de turbulence associés [71].	91
3.30	Invariants d'anisotropie (affichée tous les deux points) pour les cas plan, cylindriques $r/\delta_0 = 0.3$ et 0.6 , de gauche à droite. La palette de couleur correspond à la distance à la paroi x_2^+	91
3.31	Invariants d'anisotropie pour les cas plan, cylindriques $r/\delta_0 = 0.3$ et 0.6 , de gauche à droite; La palette de couleur correspond à la distance à la paroi x_2/δ_l	92
3.32	Bilan d'énergie cinétique turbulente en zone de proche paroi	94
3.33	Bilan d'énergie cinétique turbulente, variation de P et ϵ selon la courbure	95
3.34	Variation des termes cylindriques pour P et ϵ dans les deux cas cylindriques	95
3.35	Champ instantané de vorticité ω_x dans le plan de coupe (r, θ) , les repères signifient x/δ_0 et r/δ_0 . Les cas cylindriques sont affich�es en forme plane.	96
4.1	Topologie globale de l'interaction dans le cas plan : champs moyen de \bar{u}_x/U_∞ (gauche) et de gradient de masse volumique (pseudo-Schlieren) (droite) dans le plan de coordonnées x/δ_0 et r/δ_0	100
4.2	Champ moyen de u_x dans le cas plan et localisation des plans d'analyse.	101
4.3	Évolution de la pression pariétale (ligne pleine) et de son gradient longitudinal (lignes pointillées).	103
4.4	Variation du coefficient de frottement C_f à travers la zone d'interaction	104
4.5	Évolution de l'épaisseur de la couche limite autour de la zone d'interaction.	105
4.6	Variation de l'épaisseur de déplacement autour de la zone d'interaction.	105
4.7	Évolution de l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche limite et du nombre de Reynolds associ�e.	106
4.8	Structure moyenne de l'écoulement dans la zone d'interaction : cas plan (gauche) et cylindrique pour $\delta_0/r_0 = 0.6$ (droite) : pression, masse volumique et gradient de densité (pseudo-Schlieren).	109
4.9	Structure moyenne de l'écoulement dans la zone d'interaction : cas plan (gauche) et cylindrique pour $\delta_0/r_0 = 0.6$ (droite) : vitesse longitudinale, vitesse radiale et norme du rotationnel.	110

4.10	Évolution en différentes positions du profil de vitesse moyenne (pondération Van Driest)	111
4.11	Évolution de vitesse moyenne (van Driest)	112
4.12	Profil de déficit de vitesse \bar{u}_1 adimensionné par U_e dans le cas plan.	113
4.13	Comparaison des profils de déficit de vitesse $(\bar{u}_1 - U_e)/U_e$ entre les cas plan et cylindriques.	114
4.14	Comparaison des champs de fluctuations : gauche - cas plan (droite) et cas cylindrique avec $\delta_0/r_0 = 0,6$	116
4.15	Évolution des profils de contraintes turbulentes à travers la zone d'interaction dans le cas plan (multipliées par 10^3).	119
4.16	Évolution des contraintes turbulentes à travers la zone d'interaction : composante $u'_1 u'_1$ (gauche) et $u'_2 u'_2$ (droite), zone amont $P1$ à aval ($P6$ à $P9$) (de haut en bas).	121
4.17	Évolution des contraintes turbulentes à travers la zone d'interaction : composante $u'_3 u'_3$ (gauche) et cisaillement $u'_1 u'_2$ (droite), zone amont $P1$ à aval ($P6$ à $P9$) (de haut en bas).	122
4.18	Carte des invariants d'anisotropie (affiché tout les deux points), cas plan (gauche), cylindrique $\delta_0/r_0 = 0.3$ et $\delta_0/r_0 = 0.6$ de gauche à droite ; La couleur est x_2^+	124
4.19	Corrélation $R_{u'_1, u'_1}(x_3)/R_{u'_1, u'_1}(0)$: à $\delta_\omega^l = 0.2$ (gauche), 0.8 (droite)	126
4.20	Comparaison des distributions spectrales de l'énergie de fluctuation de vitesse longitudinale : à $\delta_\omega^l = 0.2$ (gauche), 0.8 (droite)	128
4.21	Champ instantané de vorticité (composante ξ , dans la direction de la paroi) pour le plan $P6$: cas plan (haut), cas courbe avec $\delta_0/r_0 = 0,3$ (milieu), cas courbe avec $\delta_0/r_0 = 0,6$ (bas). Les flèches indiquent l'épaisseur estimé de la couche limite δ_ω^l et les lignes en pointillés indiquent les hauteurs $0, 2\delta_\omega^l$ et $0, 8\delta_\omega^l$ respectivement.	129
4.22	Bilan d'énergie cinétique turbulente : cas plan (gauche), courbe $\delta_0/r_0 = 0,3$ (milieu) et $\delta_0/r_0 = 0,6$ (droite).	130
5.1	Champ instantané visualisé via une iso-surface du critère Q ($Q = 0.0001Q_{max}$) color�e par le nombre de Mach et une isosurface (grise, semi-transparente) du gradient de l'amplitude de la densité (4% de valeur maximum) : vue globale (haut), zoom (bas).	135
5.2	Visualisations instantan�es de la zone d'interaction par iso-surface de critère Q ($Q = 0.0001Q_{max}$) et pseudo-Schlieren (2.2% de la valeur maximale du module de gradient de densité) color�es par la position longitudinale x	136
5.3	Coupes longitudinales de champ instantané de critère Q dans la plage de $-0.1Q_{max} < 0.1Q_{max}$. Q_{max} est la maximum de la valeur Q à instant A . L'abscisse indique $(x - x_{rampe})/\delta_0$	137
5.4	Champ instantané de surface de la configuration visualisé par C_f . Les lignes blanches indiquent le début et la fin de décollement moyenne. La ligne noire indique le début de la rampe.	139

5.5	Visualisation pseudo-Schlieren instantanée (gamme d'échelle entre 0 et 25% de la valeur maximale) selon $(x - x_{rampe})/\delta_0$ en abscisse et $(r - r_0)/\delta_0$ en ordonnée, et indication des hauteurs des plans d'analyse du mouvement de choc.	141
5.6	Distribution longitudinale instantanée du gradient de densité à une position azimutale médiane pour les différentes hauteurs relatives à la paroi analysées.	141
5.7	Histogramme de dynamique de choc à $1.76\delta_0$	142
5.8	Corrélation entre la vitesse et la position du choc par rapport \bar{X} aux différents hauteurs de la paroi. Le facteur de dissymétrie (Skewness) γ_1 de la position du choc est précisé pour chaque cas.	143
5.9	Évolution temporelle de la moyenne azimutale de la position de choc $\langle X \rangle(t)$	144
5.10	Illustration de la méthode d'évaluation de la distorsion du choc - estimation et échantillonnage au cours du temps des écarts $X_e(\theta, t)$ à la position moyenne azimutale instantanée.	145
5.11	Histogramme des écarts de la position du choc à la position instantanée moyennée en azimut pour la surface de mesure à la hauteur de $1.76\delta_0$: position longitudinale amont (a), moyenne (b) et aval (c); et évolution longitudinale de l'intensité moyenne de la distorsion à cette hauteur.	146
5.12	Histogramme des écarts de la position du choc à la position instantanée moyennée en azimut pour la surface de mesure à la hauteur de $2.75\delta_0$: position longitudinale amont (a), moyenne (b) et aval (c); et évolution longitudinale de l'intensité moyenne de la distorsion à cette hauteur.	147
5.13	Histogramme des écarts de la position du choc à la position instantanée moyennée en azimut pour la surface de mesure à la hauteur de $3.41\delta_0$: position longitudinale amont (a), moyenne (b) et aval (c); et évolution longitudinale de l'intensité moyenne de la distorsion à cette hauteur.	148
5.14	Schémas de mesure	149
5.15	Coupes transversale instantanées (instants arbitraires A, B et C) du champ de vitesse u_1/U_∞ pour différentes positions en amont de et à travers la zone de décollement.	150
5.16	Coupes transversale instantanées (instants arbitraires A, B et C) du champ de vitesse u_1/U_∞ pour différentes positions en aval de la zone de décollement.	151
5.17	Coupes transversale instantanées (instants arbitraires A, B et C) du champ de la composante de la vorticité ω_{x_1} pour différentes positions en amont de et à travers la zone de décollement.	153
5.18	Coupes transversale instantanées (instants arbitraires A, B et C) du champ de la composante de la vorticité ω_{x_1} pour différentes positions en aval de la zone de décollement.	154
5.19	Coefficient de frottement C_f moyenné temporellement.	155
5.20	Dimensionnement de problème	156
5.21	Évolution longitudinale de la distribution spectrale d'énergie des fluctuations de pression pariétale adimensionnée $p'/(0.5p_\infty\gamma M_\infty^2)$	156
5.22	Illustration des premiers modes de pression[38]	157
5.23	Évolution à travers la zone d'interaction de la distribution en modes azimutaux de l'énergie des fluctuations de $p'/(0.5p_\infty\gamma M_\infty^2)$	159

5.24	Évolution à travers la zone d'interaction de la distribution en modes azimutaux de l'énergie des fluctuations de p'/p_{rms} .	159
5.25	Cartographie de l'évolution des distributions spectrales des fluctuations de pression pariétale $E_{p'/(0.5p_\infty\gamma M_\infty^2)}$ à travers la zone d'interaction (échelle arbitraire). La ligne grise indique la position du début de la rampe.	160
5.26	Cartographie de l'évolution des distributions spectrales des fluctuations de pression pariétale pondérée par l'intensité de fluctuation locale $E_{p'/p'_{rms}}$ à travers la zone d'interaction. La ligne grise indique la position du début de la rampe.	161
5.27	Iso-contours de PSD : $M = 0, 1, 5, 10, 15$, la couleur signifie $E_{p'/(0.5p_\infty\gamma M_\infty^2)}$, la ligne grise indique le début de la rampe	162
5.28	Iso-contours de PSD : $M = 0, 1, 5, 10, 15$, la couleur signifie $E_{p'/p'_{rms}}$, la ligne grise indique le début de la rampe	163
5.29	Schémas de la surface d'intérêt	164
5.30	L'évolution temporelle de $ F_{latrale} $ exercée à des différentes positions longitudinales	165
5.31	Évolution longitudinale de l'intensité de la fluctuation temporelle des forces, la ligne pointillée indique le début de la rampe à $X^* = 0.81$.	166
A.1	Évolution de U_e	175

Liste des tableaux

- 3.1 Paramètres du maillage pour la simulation d'interaction de couche limite avec la rampe de compression 65
- 3.2 Paramètres de la courbure 65

- 4.1 Paramètres des configurations d'interaction étudiées 101
- 4.2 Positions relatives des plans d'analyse. 102
- 4.3 Facteur d'amplification des contraintes turbulentes. 117

Nomenclature

Abréviation

- CFL nombre de Courant–Friedrichs–Lewy
DNS Direct Numerical Simulation
LES Large Eddy Simulation
PSD Pressure Spectral Density
RANS Reynolds Averaged Navier-Stokes
SWBLI Shock Wave Boundary Layer Interaction

Exposant

- + unité pariétale

Autre symboles

- .' fluctuation turbulent
." composante de Favre
⟨.⟩ moyenne azimuthale
¯ moyenne de Reynolds
˜ filtrage de Favre

Souscrit

- ∞ valeur du milieu ambiant
dec Décollement
ref Position de référence
rms Root Mean Square

Valeur

- ΔP gradient de pression
 $\Delta x_{1,2,3}^+$ intervalle de point de maillage en unité paroi à la coordonnée adaptée à la paroi
 δ épaisseur de couche limite

δ^*	épaisseur de quantité de déplacement
δ_0	épaisseur de couche limite en amont
δ_θ	épaisseur de quantité de mouvement
δ_i	composante du vecteur flux de chaleur
δ_l	épaisseur de couche limite locale
δ_ω^l	épaisseur de vorticité local
δ_{ij}	symbole de Kronecker
ϵ	coefficient de schémas WENO
γ	rapport de chaleur spécifique
$\hat{\mathbf{E}}, \hat{\mathbf{F}}, \hat{\mathbf{G}}$	flux non-visqueux de la direction ξ, η, ζ
$\hat{\mathbf{E}}_v, \hat{\mathbf{F}}_v, \hat{\mathbf{G}}_v$	flux visqueux de la directions ξ, η, ζ
$\hat{\mathbf{U}}$	variables conservatives à la coordonnée curviligne
λ	coefficient de conductivité thermique
$\langle X \rangle$	position longitudinale de choc moyenné en azimut et instantan�e
$\mathbf{E}, \mathbf{F}, \mathbf{G}$	flux non-visqueux de la direction x, y, z
$\mathbf{E}_v, \mathbf{F}_v, \mathbf{G}_v$	flux visqueux de la directions x, y, z
\mathbf{U}	variables conservatives à la coordonnée Cartésien
μ	viscosité dynamique
ν	viscosité cinématique
ω	vorticité
ω_i	composantes de la vorticité
ϕ	variable primitive
ρ	masse volumique
ρ_e	masse volumique au bord de couche limite
ρ_w	masse volumique à la paroi
ρ_∞	masse volumique du milieu ambiant
σ	coefficient de filtrage
σ_{ij}	composante du tenseur des contraintes visqueuses
τ_w	contrainte de cisaillement à la paroi
τ_{ij}	contraintes visqueuses
ε	coefficient de schémas WENO

ξ, η, ζ	coordonnée curviligne
b_{ij}	tenseur d'anisotropie
c_∞	vitesse du son du milieu ambiant
C_f	coefficient de frottement
E	énergie totale
e	énergie interne
$F_{laterale}$	Force latérale
F_{totale}	Force totale
$F_{x,y,z}$	composante de la force
H	enthalpie totale
H	facteur de forme
L	longueur
L_R	distance caractéristique pour la corrélation spatiale
L_{dec}	longueur de décollement
$L_{x,\theta,r}$	longueur de domaine
M	Mode azimutal
M	nombre de Mach
M_∞	nombre de Mach du milieu ambiant
$N_{1,2,3}$	nombre de point de maillage
p	pression
P_r	nombre de Prandtl
P_{0-9}	position de mesure
Q	critère Q
q_i	composante du vecteur flux de chaleur
q_i	épaisseur de quantité de déplacement
R	constante spécifique des gaz parfait
$R_{\phi,\phi}$	Corrélation
Re	nombre de Reynolds
Re_∞	nombre de Reynolds à l'adimensionnalisation
Re_θ	nombre de Reynolds basé à l'épaisseur de quantité de mouvement
S_{ij}	partie symétrique du tenseur gradient de vitesse

St	nombre de Strouhal
T	température
t	temps
T_∞	température du milieu ambiant
U_∞	vitesse du milieu ambiant
u_τ	vitesse de frottement
u_e	vitesse u_1 au bord de couche limite
u_i	composantes du vecteur vitesse
$u_{1,2,3}$	composantes du vecteur vitesse à la coordonnée adaptée à la paroi
u_{vD}	vitesse vand Driest
$u_{x,r,\theta}$	composantes du vecteur vitesse à la coordonnée générale
X	position longitudinale de choc
x, r, θ	coordonnée spatiales générale
X^*	position longitudinale de choc basé à la longueur de décollement
X_e	position longitudinale de choc par rapport à $\langle X \rangle$
x_i	coordonnées spatiales
$x_{1,2,3}$	coordonnée spatiales adaptée à la paroi
x_{dec}	début de décollement en coordonnée x
x_{rampe}	début de la rampe en coordonnée x

Chapitre 1

Introduction

1.1 Contexte et problématique

Dans les objets et véhicules aéronautiques et spatiaux, une compréhension de la phénoménologie des écoulements compressibles est indispensable pour la conception et l'amélioration des performances. Les mécanismes physiques mis en jeu sont nettement complexifiés par rapport au régime incompressible, notamment en présence d'onde de choc. Celle-ci peut être générée à l'extérieur ou à l'intérieur d'un véhicule. Lorsque le choc impacte la couche limite qui se développe sur la surface du corps, on parle de façon générique d'interaction choc/couche limite, ou SWBLI (*shock wave - boundary layer interaction*).

Les différents types de SWBLI apparaissent en régime transsonique ou supersonique et sont induits par un changement brutal de géométrie ou l'action d'un gradient de pression externe. Ils s'observent dans des configurations telles que des entrées d'air de véhicules supersoniques (figure 1.1, [\(site-web\)](#)), des profils transsoniques (figure 1.2) et des tuyères de fusée (figure 1.4), ainsi que des aubes de turbine (figure 1.3, [\(site-web\)](#)) et pâles de compresseurs (figure 1.5, [\(site-web\)](#)). Le choc est associé à un gradient de pression adverse dans la couche limite, provoquant son épaissement voire son décollement. Ces SWBLIs sont caractérisés par une augmentation de la traînée aérodynamique relative à des décollements et de fortes variations de la température en paroi. Ce phénomène se manifeste par un mouvement de va-et-vient des structures de choc à des fréquences de l'ordre de la centaine de Hertz, qui sont beaucoup plus basses que celles de la couche limite. La présence des SWBLIs peut ainsi être problématique dans le contexte industriel évoqué. Elle est notamment liée à l'apparition du tremblement sur les ailes d'avion, peut conduire à la fragilisation, voire la destruction, des aubes de turbomachines. La modélisation correcte de la structure des zones de SWBLI est également essentielle pour le dimensionnement aérothermique de tuyères supersoniques de lanceurs ou d'engins hypersoniques.

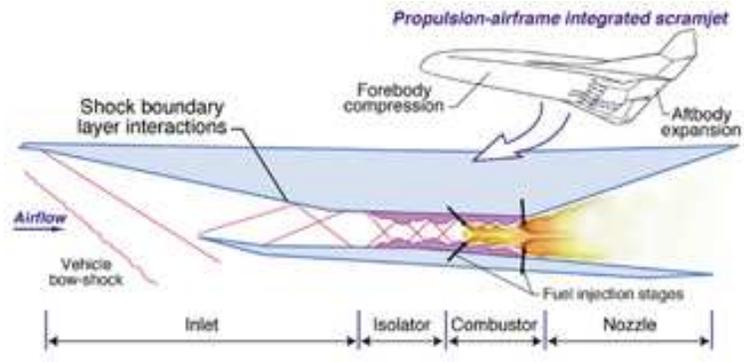


FIGURE 1.1 – Entrée d’air de véhicule supersonique Scramjet (source : NASA Langley).

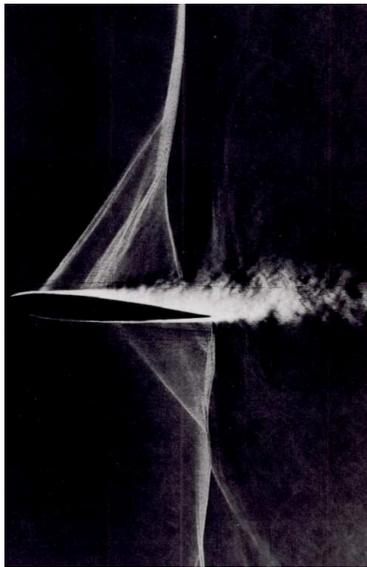


FIGURE 1.2 – Profil transsonique[7]



FIGURE 1.3 – Aubes de turbines (source : DLR)

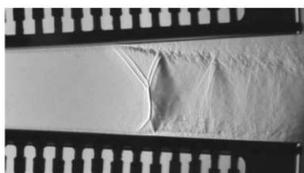


FIGURE 1.4 – Tuyères de fusée [40]



FIGURE 1.5 – Pâles de compresseurs (source : DLR)

1.2 Interactions choc/couche limite : considérations générales

Les études sur les couches limites supersoniques ont longtemps été orientées vers la détermination de lois d'échelle et d'analogies pour représenter l'évolution des grandeurs intégrales ou des profils moyens. Il apparaît qu'aux nombres de Reynolds modérés, les effets de la compressibilité sur la turbulence pariétale restent relativement modérés [72] et que l'évolution de la structure de la couche limite en fonction du nombre de Mach peut principalement s'interpréter par la prise en compte du changement de la distribution normale à la paroi de la masse volumique. De nombreux aspects liés au changement de la structure de la turbulence pariétale restent néanmoins encore aujourd'hui à explorer pour interpréter plus finement les différences du comportement de la transition du régime laminaire à turbulent, les subtiles variations de la dynamique des structures cohérentes en régime turbulent développé ou encore la réduction des contraintes et la redistribution de l'énergie associée. Le comportement le plus énigmatique des couches limites supersoniques reste sans doute encore aujourd'hui associé au battement instationnaire à basses fréquences de la zone de décollement qui apparaît en situation d'interaction de cette couche limite avec un choc.

Les SWBLIs sont ainsi étudiés depuis plus de cinquante ans aussi bien expérimentalement que numériquement et ont déjà fait l'objet de nombreuses revues. On pourra se référer à Dolling [22, 21] ou Smits et Dussauge [72] pour les études menées avant les années 90s, à Lee [45] pour les aspects plus spécifiquement liés au phénomène de tremblement en régime transsonique. Sandham [64] s'est également intéressé à la description de l'effet du régime d'écoulement amont (laminaire / transitionnel / turbulent) sur les propriétés de l'interaction. Les aspects des méthodes numériques sont plus particulièrement évoqués par Knight et al. [42] et Edwards [25] tandis que Clemens et al. [13] présentent une revue des discussions sur l'origine des instationnarités qui reste toujours un sujet controversé.

Les SWBLIs peuvent prendre des formes très complexes en configurations industrielles. Cependant, les mécanismes globaux présentent des similitudes quelque soit le type d'écoulement [72]. Les SWBLIs sont donc généralement étudiées sur des configurations simplifiées. Les trois configurations académiques suivantes sont usuellement considérées :

- rampe de compression (voir figure 1.6(a)), détaillée ci-après en section 1.3.
- choc oblique incident (voir figure 1.6(b)) : Green [32], Bookey et al [10], Humble et al [37], Piponniau et al [55] et [54], Shahab et al [67] et [68]
- "Blunt fin" (figure 1.6(c)) : Stanewsky [74], Delery et al. [19], Voitenko et al [79]

Ces trois configurations semblent représentatives de la topologie et de la dynamique des SWBLIs qui s'observent industriellement. L'organisation longitudinale de ces trois interactions est schématisée sur la figure 1.6.

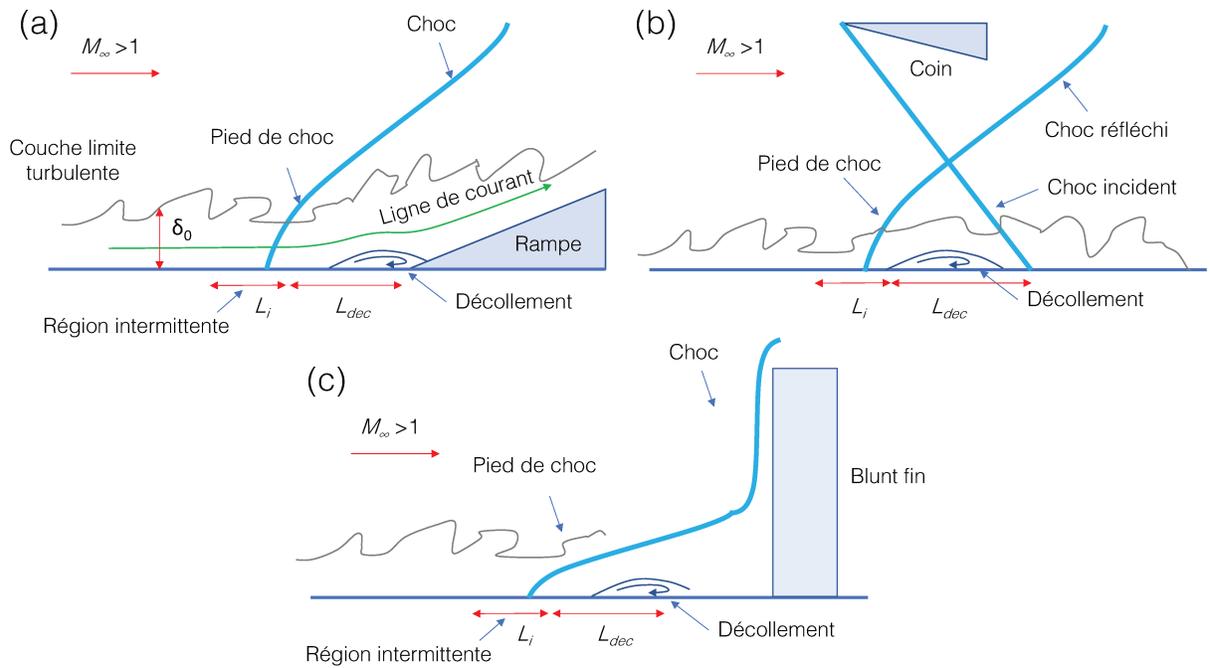


FIGURE 1.6 – Schémas de configurations de SWBLI : (a) rampe de compression, (b) choc oblique incident (c) "blunt fin"

L'élément en commun dans ces trois cas est la présence d'un gradient de pression adverse. Il provoque une décélération de l'écoulement en proche paroi et un épaississement de la couche limite. Sa présence entraîne aussi une déviation de l'écoulement externe et des ondes de compression qui peuvent former une onde de choc. L'intensité du choc est liée à la déviation de l'écoulement, elle-même liée à l'intensité du gradient de pression adverse. Un gradient de pression suffisamment fort peut provoquer un décollement de la couche limite et une zone de re-circulation. La différence entre ces trois configurations est attribuée à l'origine du gradient de pression adverse. Pour la rampe de compression et le "blunt fin", il s'agit d'un changement de géométrie. Pour le cas choc oblique, c'est l'impact de l'onde de choc incidente.

1.3 Le cas de la rampe de compression supersonique

La rampe de compression (voir figure 1.6 (a)) est la configuration géométrique qui est retenue dans la présente étude. Considérons un écoulement de vitesse infinie amont U_∞ supersonique, et une couche limite dont l'épaisseur en amont est δ_0 . Le changement de géométrie génère une onde de choc. Quand l'angle de la rampe est petit, le gradient de pression adverse n'est pas suffisamment fort pour faire décoller la couche limite. Avec l'augmentation de l'angle, le décollement commence à apparaître de façon intermittente et le choc se détache davantage de la rampe, on parle de décollement naissant (*incipient separation*) [65]. Quand l'angle augmente plus, la bulle de recirculation croît et le choc s'éloigne encore en amont. La longueur de décollement L_{dec} va donc augmenter. La croissance de la bulle fait dévier l'écoulement vers le haut, ceci provoque le choc de décollement du début de la rampe. Le

bas de ce choc, appelé "pied du choc" (*shock foot*), présente un mouvement de va-et-vient dans une région appelée "zone d'intermittence." La longueur de cette zone L_i augmente avec l'augmentation de la longueur du décollement L_{dec} . Par ailleurs, l'intensité du décollement est fonction de l'angle de la rampe et du nombre de Mach amont. Le nombre de Reynolds en amont de la couche limite est également un facteur important dans cette interaction. En effet, si l'écoulement est plus turbulent, la couche limite va mieux résister au décollement et conduit à un niveau d'instationnarité plus modéré.

De nombreuses études expérimentales existent pour cette configuration. On présente ici quelques exemples. Settles et al. [65] ont menés des études expérimentales et numériques sur des rampes de 8, 16, 20, 24°. Ils ont observé le développement de couches limites collées ou décollées en fonction de l'angle. Dolling et al. [22] se sont focalisés sur l'analyse de l'instationnarité. Ils ont montré l'existence de fluctuations de pression de grande amplitude à travers l'interaction. L'instationnarité du choc dans le cas décollé conduit à des fluctuations intermittentes de pression pariétale. Ils ont montré que l'échelle de longueur du mouvement du choc est une fraction significative de la longueur de la zone d'interaction. Selig [6] a étudié l'instationnarité sur un cas de rampe à 24°. Il a montré que les couches limites en amont de l'interaction et celles en aval sont fondamentalement différentes, avec une amplification importante de la turbulence au passage de l'interaction. Il a aussi montré que les modèles de turbulence qui fonctionnent bien pour les couches limites en amont ne semblent pas fonctionner correctement pour représenter celles en aval. La couche limite perturbée en aval ne tend à nouveau vers une situation d'équilibre (plus aisément prévisible par les modèles standards) qu'au-delà d'une zone relativement longue de relaxation [67].

On ne trouve encore que relativement peu d'études numériques de "haute fidélité" (DNS ou LES) de cette configuration. Les simulations numériques ont longtemps été effectuées principalement au moyen de l'approche URANS seulement pour des raisons évidentes de coût de calcul. Cependant, cette approche n'est par nature pas capable de prédire correctement des dynamiques instationnaires des SWBLIs. Ceci a été montré notamment par Settles et al. [65] dans les cas décollés. En 2003, Knight et al. [42] ont proposé une review des études LES sur rampe et ont montré la difficulté de prédire la longueur de décollement de manière fidèle, même en utilisant la LES. En 2000, Adams [2] a réalisé pour la première fois une DNS sur un cas rampe aux conditions suivantes : angle de 18°, $M = 3$ et $Re_\theta = 1685$. Le maillage contenait 15×10^6 points (figure 1.7 et figure 1.8). La zone de décollement et le mouvement de choc ont été caractérisés, l'amplification de la turbulence au passage de l'interaction et le comportement instationnaire observé en plus amples détails.

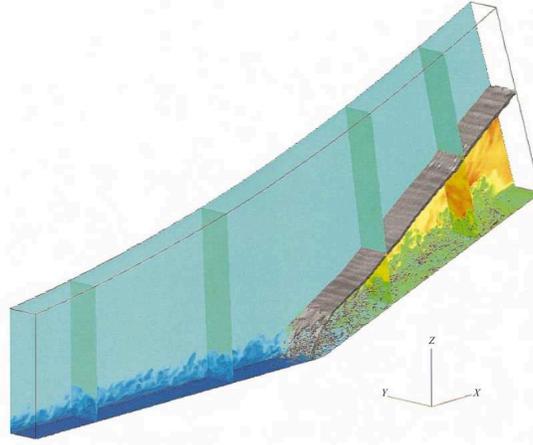


FIGURE 1.7 – Un cas rampe effectué en DNS par [2]

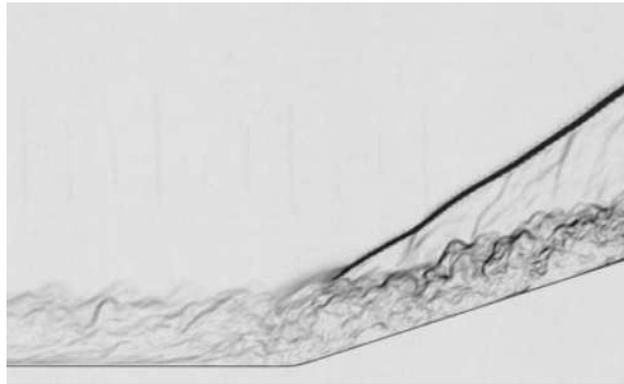


FIGURE 1.8 – Visualisation Schlieren réalisée en DNS par Adams [2]

L'instationnarité des SWBLIs est caractérisée par un mouvement du choc à basse fréquence dont l'ordre de grandeur est une à deux fois inférieur aux fréquences des perturbations dans la couche limite amont. La pression pariétale est souvent analysée plus particulièrement pour comprendre cette instationnarité. La figure 1.9 montre la variation de pression pariétale au cours du temps et son spectre énergétique dans un cas de rampe à Mach 2.9 étudié par Wu et Martin [84].

Les lignes de différentes couleurs correspondent à des positions différentes de mesure dans la couche limite relativement au début de la rampe. x_{sep} désigne ici la position du point de décollement. On voit que les spectres à proximité du début du décollement présentent typiquement une bosse autour d'une fréquence de $0.01\delta_0/U_\infty$. Ces fréquences caractéristiques sont ici au moins 15 fois plus basses que les fréquences caractéristiques qui dominent plus en amont du décollement. Des propriétés identiques sont observées dans de nombreuses autres études similaires s'intéressant au champ de pression pariétale [22] [28] [62].

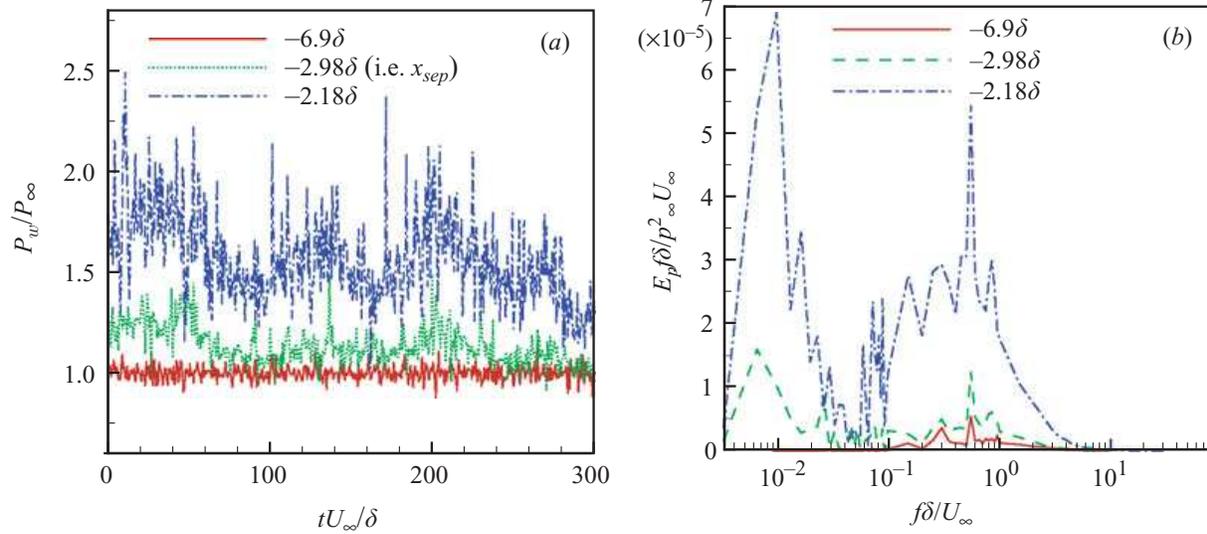


FIGURE 1.9 – Signal de pression pariétale (gauche) et spectre énergétique (droite) à trois différentes positions en amont de l'interaction [84]

Gonzalez et Dolling [31] ont examiné des corrélations entre divers paramètres tels que la longueur d'interaction L_i , la fréquence de mouvement du choc, la vitesse de l'incursion du choc, qui ont été mesurées pour diverses conditions géométriques de rampe de compression, "blunt fin", "sharp fin" en changeant l'angle de lacet, etc. Ils ont montré que les fréquences des mouvements du choc f_c diminuent avec l'augmentation de L_i , comme illustré sur la figure 1.10(a). Vu que ces fréquences changent dans la région intermittente, f_c est décrite par sa valeur maximale $(f_c)_{max}$. Cependant, quand on les trace sous forme de nombre de Strouhal $(f_c)_{max} L_i / U_\infty$ en fonction de l'angle λ_s comme présenté sur la figure 1.10(b), on s'aperçoit que St_{L_i} reste autour des valeurs 0.01 à 0.03 quelle que soit la géométrie.

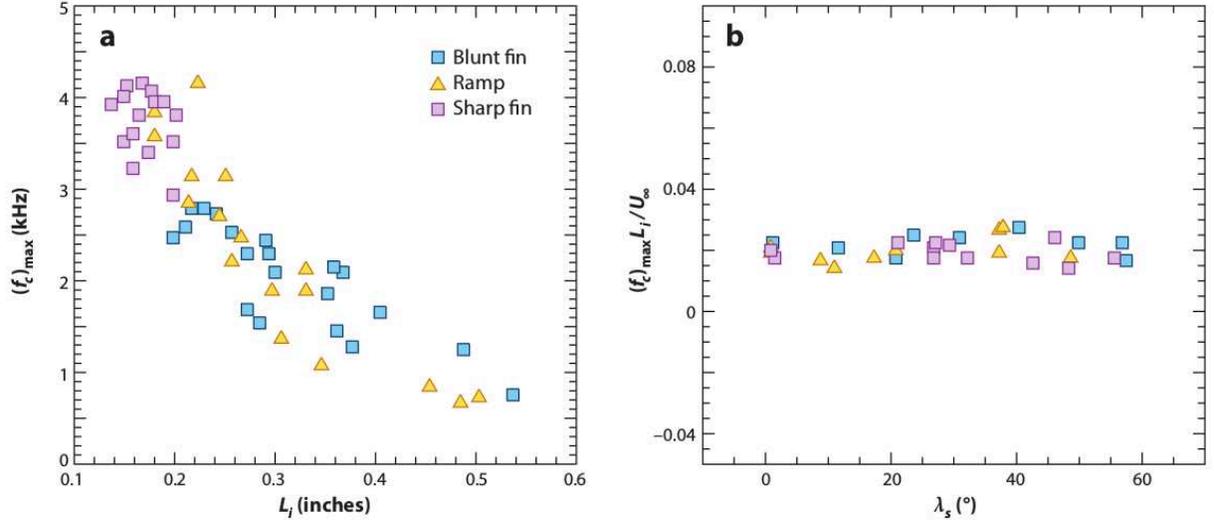


FIGURE 1.10 – (a) Fréquences maximales de mouvement du choc $(f_c)_{max}$ en fonction de la longueur d’interaction L_i pour diverses conditions géométriques, (b) nombre de Strouhal $St_{L_i} = (f_c)_{max} L_i / U_\infty$ obtenu par Gonzales et Dolling [31] et présenté dans [13]

La question de l’origine de ces basses fréquences est toujours ouverte. Différentes études ont proposé de possibles mécanismes physiques différents pour expliquer ces phénomènes. Ganapathisubramani et al. [29] ont proposé un mécanisme basé sur des structures très longues et cohérentes de haute et basse quantité de mouvement présentes dans la couche limite en amont. Pour des décollements plus intenses, un certain nombre d’auteurs s’accordent néanmoins plutôt sur un rôle privilégié de la zone de décollement [13], [55]. Grilli et al. [33] ont effectué une LES sur une rampe de compression-expansion ayant des angles de 25° de déflexion. Les résultats numériques sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. L’existence de structures de Görtler originaires de la zone décollée a été observée. L’analyse du champ de pression pariétale montre clairement la présence d’un mouvement du choc à basse fréquence ainsi qu’une influence forte des tourbillons de Görtler sur le spectre de pression pariétale (figure 1.11).

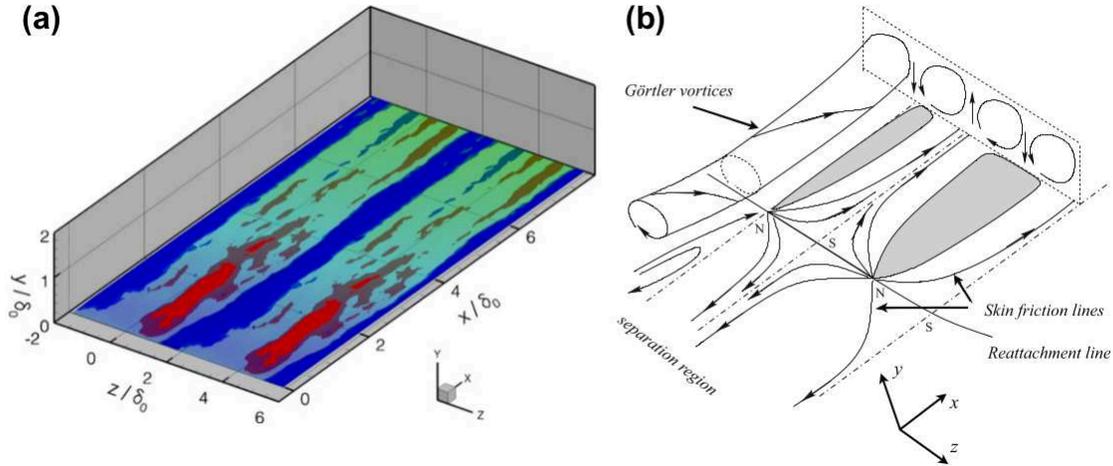


FIGURE 1.11 – (a) Iso-surface de vitesse longitudinale. La rotation dans le sens des aiguilles d’une montre est représentée en bleu, l’autre sens est en rouge (b) Schéma de tourbillons de Görtler [33]

Priebe et al. [59] ont analysé un décollement sur une rampe en appliquant une décomposition de type DMD (Dynamic Mode Decomposition). Dans l’écoulement en aval de l’interaction ils ont montré la présence de zones de basse et haute quantité de mouvement, liées à l’instationnarité du choc. Ces structures en aval ressemblent aux tourbillons de Görtler, et constitueraient un ingrédient essentiel de l’instationnarité de l’interaction choc-couche limite.

1.4 Rampe de compression en géométrie cylindrique

Les configurations aéronautiques et aérospatiales impliquent le plus souvent des configurations cylindriques telles que dans les tuyères et les corps de fusée, les entrées d’air de véhicules supersoniques et les missiles. Il est communément admis que les caractéristiques des SWBLIs restent fondamentalement communes quelle que soit la géométrie. L’état de l’art montre néanmoins que les aspects spécifiques associés à cette géométrie ont été très rarement étudiés. D’une part, l’effet de courbure peut conduire à une modification de la structure de la couche limite amont. D’autre part, le changement de géométrie peut sensiblement modifier la dynamique tourbillonnaire dans la zone d’interaction, modifiant par conséquent les mécanismes d’entraînement et d’instabilités présents au sein de la zone d’interaction. Quelques études de rampe de compression cylindrique (aussi appelée *conical-flare*) sont évoquées dans cette section.

Effets de courbure sur la couche limite

On trouve très peu d’études traitant de ce sujet, même pour le régime incompressible. La revue proposée par Piquet [56] propose un bilan sur les effets de courbure connus en couche limite pour ce régime. Il a introduit trois régimes d’écoulement en couche limite axisymétrique sur la base de deux paramètres de longueur dominant la dynamique dans ce problème, à savoir le rayon du cylindre $a^+ = au_\tau/\nu$ où a est le rayon du corps cylindrique et l’épaisseur relative de la couche limite δ/a . Ces trois régimes sont identifiés de la façon suivante :

- (i) Le régime où δ/a et a^+ sont grands.
Ce cas correspond à des cylindres fins où la couche limite est du type "wake-like flow". Le nombre de Reynolds est modéré. Les études expérimentales révèlent peu d'effet de courbure dans ce cas et la couche limite se comporterait globalement comme en situation plane : Rao et Keshavan [60] ($4.1 < \delta/a \leq 11.6$), Luxton et al. [49] ($9 \leq a^+ \leq 47$ et $26 \leq \delta/a \leq 42$), Willmarth et al. [81] $a^+ \approx 33$ et $2 \leq \delta/a \leq 42$.
- (ii) Le régime où δ/a est petit et a^+ est grand.
Cela correspond au cas d'un cylindre long avec peu de courbure. La couche limite est épaisse et le nombre de Reynolds est petit. Dans ce régime, on peut observer un effet de la courbure transversale très fort : Yasuhara [86] ($\delta/a \approx 0.6$), Willmarth et Yang [82] ($1.8 \leq \delta/a \leq 16$), Afzal et Singh [5] ($0.6 \leq \delta/a \leq 2$) ainsi qu'une DNS effectuée par Neves et al. [5] ($\delta/a = 5$ et $a^+ = 43$, et $\delta/a = 11$ et $a^+ = 21$).
- (iii) Le régime où δ/a est grand et a^+ est petit.
On trouve dans ce régime une couche limite épaisse à grand nombre de Reynolds. Très peu de données se trouvent dans la littérature à cause des difficultés des méthodes expérimentales.

Willmarth et al. [81] ont investigué l'influence de la courbure transversale sur le champ de vitesse moyen et fluctuant. La figure 1.12 (gauche) illustre l'évolution du profil de vitesse en fonction de la courbure. L'augmentation de la courbure conduit à des profils plus pleins, desquels on peut inférer une augmentation du frottement pariétal.

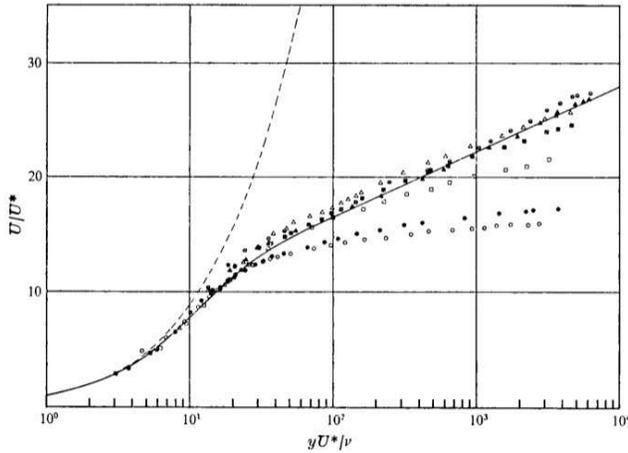


FIGURE 5. Seven representative velocity profiles in wall co-ordinates showing the influence of increasing transverse curvature. —, flat plate, Coles (1955); - - -, equation (11), $\alpha^+ = 33.4$.

α (in.)	\ominus	\blacktriangle	\triangle	\blacksquare	\square	\bullet	\circ
δ/a	1.0	0.5	0.25	0.125	0.063	0.02	0.01
	1.8	4.1	4.7	9.4	16.0	27.0	37.5

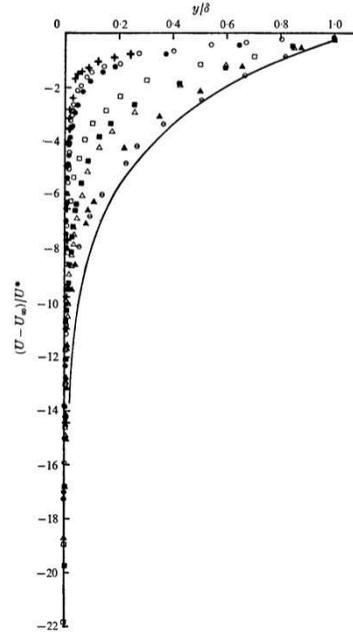


FIGURE 9. Eight representative velocity-defect profiles showing the influence of increasing transverse curvature. —, flat plate, Clauser (1956).

α (in.)	\ominus	\blacktriangle	\triangle	\blacksquare	\square	\bullet	\circ	$+$
δ/a	1.0	0.5	0.25	0.125	0.063	0.02	0.01	0.01
	1.8	4.1	4.7	9.4	16.0	27.0	37.5	42.5

FIGURE 1.12 – Influence de la courbure transverse sur les profils de vitesse longitudinale (gauche) et de déficit de vitesse (droite), d'après Willmarth [81].

Les analyses des champs turbulents ont permis de mieux comprendre l'effet du courbure sur la dynamique de l'écoulement. Neves et al. [52] ont effectué des DNS dans les conditions

$\delta/a = 5$ ($a^+ \approx 43$) et $\delta/a = 11$ ($a^+ \approx 21$). La figure 1.13 montre l'influence de la courbure sur les contraintes de vitesse longitudinale. On constate que la courbure réduit l'intensité turbulente. Cette tendance a aussi été observée dans les directions azimutale et radiale. On note que si a^+ diminue suffisamment, l'écoulement ne peut d'ailleurs plus maintenir une activité turbulente [56].

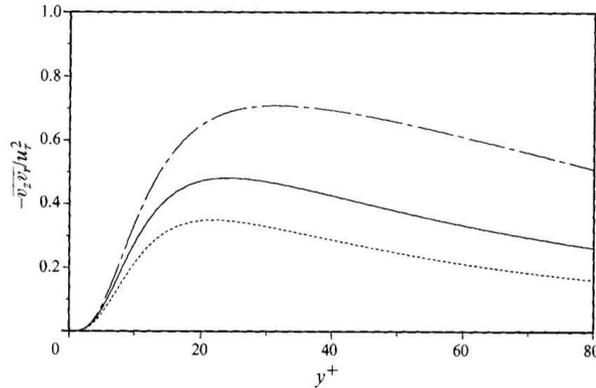


FIGURE 7. Reynolds shear stress normalized by u_* : cylinders with --- , $\gamma = 5$ and - - - , $\gamma = 11$; ... , plane channel (Kim *et al.* 1987).

FIGURE 1.13 – Influence de la courbure sur les contraintes de vitesse longitudinale [52], γ désigne le rapport δ/a

D'après Piquet, divers mécanismes peuvent être à l'oeuvre pour interpréter de telles observations. Sous l'influence de la courbure, la taille des tourbillons serait réduite par rapport à celle du cas plan. Il y a deux effets qui s'exercent. Le premier est l'effet de *fullness* du profil de vitesse. Vu que l'on atteint une vitesse donnée à une distance moindre de la paroi par rapport au cas plan, la taille des tourbillons à une vitesse de convection donnée se réduit. Le deuxième effet est la limitation d'extension dans la direction azimutale. Quand les tourbillons se déplacent latéralement, ils entraînent des mouvements azimutaux de cisaillement par cette limitation. Il en résulte une diminution de l'intensité turbulente.

Quelques rares exemples d'études numériques sur les effets de courbure transverse sont rapportés dans la littérature [52] [46]. Li et al. [46] ont plus particulièrement tenté d'analyser l'effet de courbure sur une couche limite compressible. Ils ont effectué une DNS sur une configuration conique avec un angle de 20° en utilisant des schémas aux différences finies d'ordre élevé. Les propriétés de couche limite ont été comparées à des résultats expérimentaux et théoriques d'un cas en configuration plane. Ils ont conclu que l'effet de courbure ne pouvait pas clairement être observé dans leur cas car la courbure serait trop petite par rapport à l'épaisseur de couche limite.

Étude sur rampe de compression en géométrie cylindrique

Coe et Chyu [14], ont mesuré les fluctuations de pression à la surface de la paroi en situation de couches limites attachées et décollées à Mach 3.5 sur des configurations cylindres/rampe cylindrique illustrées sur la figure 1.14. Des formules empiriques ont été dérivées afin de décrire les excitations de pression fluctuante à partir des densités spectrales croisés des fluctuations de pression.

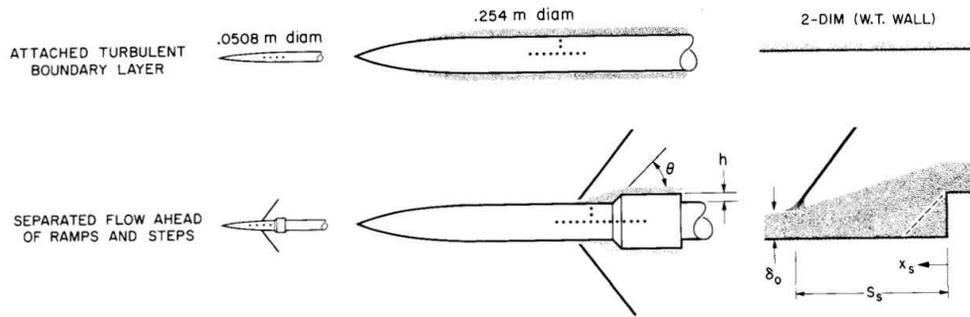


FIGURE 1.14 – Configurations étudiées par Coe et Chyu [14]

Robinson [63] a étudié expérimentalement ce type de configurations (angle de rampe de 15°) à Mach 2.8 comme illustré sur la figure 1.15. Les résultats expérimentaux ont été comparés aux théories non-visqueuse pour estimer l'intensité des effets du SWBLI. Ces comparaisons ont indiqué que, en absence de décollement, l'expérience et la théorie sont en bon accord, ce qui n'était plus le cas dès l'apparition d'un décollement modéré.

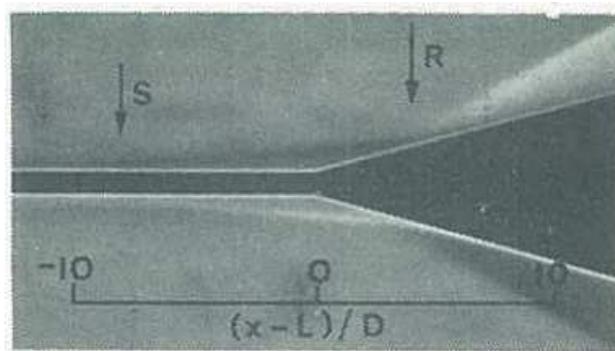


FIGURE 1.15 – Configuration expérimentale de Robinson [63]

Kussoy et al. [44] ont analysé l'instationnarité à grande échelle d'ondes de choc en utilisant des simulations URANS et via des expériences (cf. figure 1.16). Des mouvements de la zone de recirculation longitudinale ont été observés expérimentalement en amont de la rampe mais ne pouvait être reproduites numériquement par l'approche retenue.

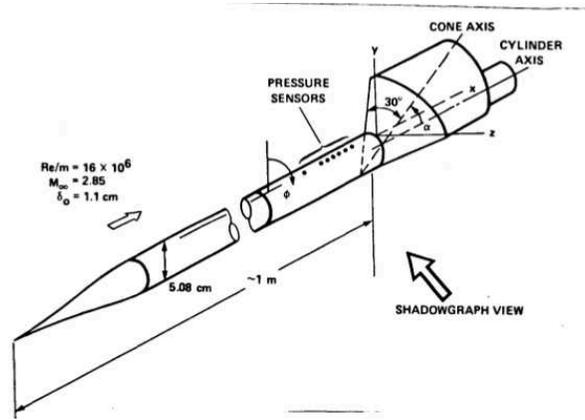


FIGURE 1.16 – Configuration de Kussoy et al. [44]

Très récemment, Chandola et al. [12], ont examiné expérimentalement un SWBLI dans le cas d'une bosse axisymétrique comme illustré sur la figure 1.17. Les fréquences observées dans la région de décollement en amont de l'interaction ont montré une influence significative de la couche cisailée, qui serait un élément clé contribuant à l'instationnarité de l'interaction. Toutefois, ces auteurs mentionnent le besoin d'études plus détaillées pour préciser le lien entre les deux. A notre connaissance, il n'existe pas en revanche à ce jour d'étude DNS détaillée de la configuration d'interaction choc/couche limite en géométrie cylindrique.

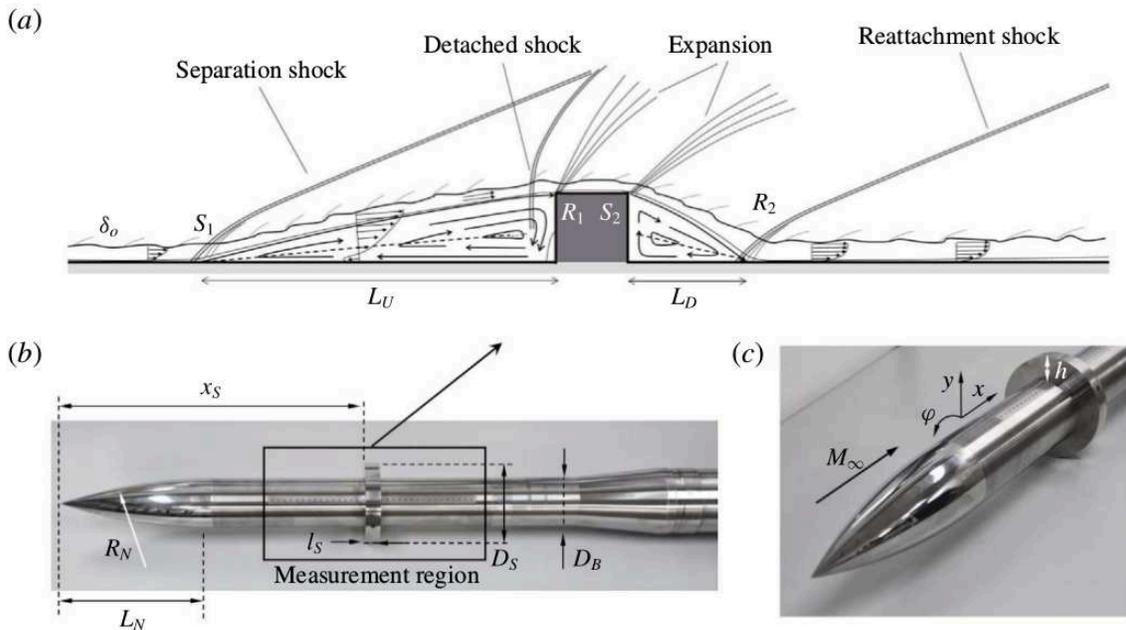


FIGURE 1.17 – Configuration axisymétrique avec une bosse de Chandola et al. [12]

1.5 Objectifs et plan de la thèse

L'état de l'art montre que la vaste majorité des études numériques ou expérimentales détaillées sur le cas de la rampe de compression ont été effectuées en géométrie plane. Les études du SWBLI sur des objets cylindriques ou coniques, bien que plus représentatifs des géométries d'intérêt dans le contexte industriel, restent ainsi particulièrement rares. Les effets tri-dimensionnels et notamment en azimut restent à clarifier. Pour analyser les comportements instationnaires de la couche limite et des zones décollées dans de telles géométries, des simulations de type DNS restent aujourd'hui incontournables.

Dans ces travaux de thèse, une analyse numérique d'une configuration "cylinder-flare" en écoulement supersonique a été effectuée pour examiner les effets de courbure sur le SWBLI et la dynamique de l'écoulement dans la zone d'interaction. Pour réaliser une géométrie cylindrique-conique, un traitement curviligne a été implémenté dans un code de simulation LES/DNS initialement développé pour gérer des géométries cartésiennes. Des approches de haute précision (schéma hybride centré optimisé d'ordre 6 et WENO ordre 5 et Runge-kutta 4 en temps) ont été employées. Les effets induits par trois niveaux de courbure relatifs de la paroi sur le développement amont de la couche limite turbulente et les propriétés de la zone d'interaction ont été tout d'abord décrits. Une première rampe avec un angle de 18° a été considérée pour ces analyses sur un domaine limité dans la direction azimutale. Une seconde configuration de rampe avec un angle de 32° a été simulée en géométrie de révolution complète pour l'analyse de la dynamique du choc. Le nombre de Mach choisi pour l'écoulement moyen est de 3.

L'organisation globale du document est la suivante :

Le chapitre 2 décrit en détail les méthodologies numériques de cette étude telles que les équations résolues, l'implémentation des coordonnées curvilignes, l'intégration temporelle, la discrétisation spatiale y compris les schémas à capture de choc et les conditions aux limites. Quelques cas tests sont montrés pour valider les méthodes utilisées et caractériser leurs précisions et capacités.

Le chapitre 3 présente les configurations, conditions de calcul et la qualité des données et l'échantillonnage. Puis, des validations du développement de la couche limite turbulente sont proposées en se focalisant sur la zone en amont de l'interaction. La caractérisation de l'effet de courbure est également abordée par des analyses statistiques de la couche limite.

Le chapitre 4 est dédiée à des analyses statistiques de la couche limite turbulente autour la zone de l'interaction. En comparant avec le cas plan et des données de la littérature, on explique le changement et l'évolution brutale que la couche limite traverse dans cette zone. L'effet de courbure qui s'exerce sur cette évolution de la couche limite est caractérisé, ceci constitue une perspective originale de cette étude.

Le chapitre 5 présente des caractérisations de la dynamique instationnaire du choc provoquée par l'interaction en considérant la géométrie de révolution complète. En s'intéressant aux caractéristiques temporelles de ce phénomène, quelques analyses du mouvement et formation de choc, structures tourbillonnaires pariétales sont proposées. Des décompositions en mode azimutaux et le calcul de la force exercée sur la surface sont effectuées pour faire un lien entre cette dynamique instationnaire des SWBLIs et la possibilité d'application industrielle.

Enfin, une conclusion globale de cette étude est donnée au chapitre [5.5](#).

Chapitre 2

Outils de simulation numérique

Ce chapitre présente les équations générales de transport employées et leur formulation curviligne, ainsi que les schémas de discrétisation spatiale et temporelle retenus pour les intégrer. La simulation haute-fidélité d'écoulements turbulents compressibles en présence de choc nécessite de réaliser un compromis délicat entre robustesse et précision. Une formulation hybride de schémas aux différences finies de haute précision est ici retenue pour discrétiser les termes de dérivé spatiale. Elle combine des schémas centrés explicites optimisés (ordre 6) et des schémas à capture de choc (WENO 5) qui sont activés près des zones de choc. L'intégration en temps repose sur l'utilisation d'un algorithme de Runge-Kutta (standard à l'ordre 4).

Différents cas tests classiques (pulse acoustique, diffraction, tourbillon de Taylor Green, interaction choc/tourbillon) sont par ailleurs présentés. Les résultats obtenus permettent de valider l'implémentation de la formulation curviligne qui a été réalisée pendant la thèse et de caractériser les limites de l'outil numérique lors de son utilisation sur maillages déformés.

2.1 Équations générales du problème

Les équations de Navier-Stokes sont considérées sous une forme adimensionnée particulière, notamment utilisée par Pirozzoli et al. [57] ou Shahab[68] [67]. Les notations classiques sont retenues pour la suite. Le temps est noté t . Les composantes de la vitesse dans les directions longitudinale x , normale à la paroi y ou transverse z seront respectivement notées u_i ($i = 1, 2, 3$) ou (u, v, w) . On introduit la pression p , la masse volumique ρ , la température T , la viscosité dynamique de l'air μ et sa conductivité thermique λ . Le rapport des chaleurs spécifiques γ est supposé constant. Les grandeurs notées * en exposant correspondent aux grandeurs dimensionnelles, les variables sans exposant étant donc adimensionnées. L'adimensionnement initial des équations est réalisé en divisant les variables dimensionnées par diverses échelles caractéristiques, de longueur L^* , de vitesse prise égale à $c_\infty^*/\sqrt{\gamma}$ et des autres grandeurs physiques relatives à l'écoulement à l'infini amont $T_\infty, p_\infty, \mu_\infty^*$ et λ_∞^* , soit :

$$\begin{aligned} x_i &= \frac{x_i^*}{L^*}, & t &= \frac{t^* c_\infty^*}{\sqrt{\gamma} L^*}, & u_i &= \frac{u_i^* \sqrt{\gamma}}{c_\infty^*}, & \rho &= \frac{\rho^*}{\rho_\infty^*}, & p &= \frac{p^*}{p_\infty^*}, & \mu &= \frac{\mu^*}{\mu_\infty^*}, \\ & & & & T &= \frac{T^*}{T_\infty^*}, & \lambda &= \frac{\lambda^*}{\lambda_\infty^*} \end{aligned} \quad (2.1)$$

On introduit par ailleurs le nombre de Mach M_∞ et le nombre de Reynolds Re_∞ , construit à partir de ces grandeurs de référence.

$$M_\infty = \frac{u_i^*}{c_\infty^*}, \quad Re_\infty = \frac{\rho_\infty^* u_i^* L^*}{\mu_\infty^*} \quad (2.2)$$

En pratique, une échelle de longueur arbitraire est choisie a priori ($L^* = 1 \text{ m}$ par exemple). On notera que dans un certain nombre de problèmes, le choix d'une unique longueur arbitraire de référence peut s'avérer problématique et conduire à des situations ambiguës. Les choix d'un nombre de Mach et d'un nombre de Reynolds ne peuvent en effet pas être complètement réalisés de façon indépendante pour assurer une similitude avec une situation physique particulière. Dans le cas présent, où l'on s'intéresse à la simulation de couche limite en développement spatial, ce choix a priori de longueur a néanmoins une importance très secondaire. Le nombre de Reynolds pertinent sera en effet systématiquement redéfini a posteriori en fonction des épaisseurs caractéristiques locales de la couche limite.

Équation de continuité

L'équation de continuité traduit la conservation de la masse,

$$\frac{\partial \rho^*}{\partial t^*} + \frac{\partial \rho^* u_j^*}{\partial x_j^*} = 0 \quad (2.3)$$

Elle est adimensionnée selon

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2.4)$$

Équation de quantité de mouvement

L'équation de quantité de mouvement traduit le principe fondamental de la dynamique (seconde loi de Newton),

$$\frac{\partial \rho^* u_i^*}{\partial t^*} + \frac{\partial \rho^* u_i^* u_j^*}{\partial x_j^*} + \frac{\partial p^*}{\partial x_i^*} - \frac{\partial \sigma_{ij}^*}{\partial x_j} = 0 \quad (2.5)$$

Elle est adimensionnée selon

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} + \frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{M_\infty \sqrt{\gamma}}{Re_\infty} \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = 0 \quad (2.6)$$

Le tenseur des contraintes visqueuses est défini tel que

$$\sigma_{ij}^* = \mu^* \left(\frac{\partial u_i^*}{\partial x_j^*} + \frac{\partial u_j^*}{\partial x_i^*} + \frac{2}{3} \frac{\partial u_k^*}{\partial x_k^*} \delta_{ij} \right) \quad (2.7)$$

et son expression adimensionnée devient

$$\sigma_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \quad (2.8)$$

Équation de conservation de l'énergie

La conservation de l'énergie totale exprime le premier principe de la thermodynamique,

$$\frac{\partial \rho^* e_T^*}{\partial t^*} + \frac{\partial \rho^* u_j^* h_T^*}{\partial x_j^*} - \left\{ \frac{\partial}{\partial x_j^*} \left[u_i^* \sigma_{ij}^* - q_j^* \right] \right\} = 0 \quad (2.9)$$

où l'énergie totale massique est donnée par

$$e_T^* = \frac{p^*}{(\gamma - 1)} + \frac{1}{2} \rho (u^{*2} + v^{*2} + w^{*2}) = \frac{T^*}{\gamma - 1} + \frac{u_i^* u_i^*}{2}, \quad (2.10)$$

et l'enthalpie totale massique par

$$h_T^* = \frac{\gamma T^*}{\gamma - 1} + \frac{u_i^* u_i^*}{2} \quad (2.11)$$

et où q_j^* représente le flux de chaleur.

La forme adimensionnée de l'équation de transport de l'énergie totale est :

$$\frac{\partial \rho e_T}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j h_T}{\partial x_j} - \frac{M_\infty \sqrt{\gamma}}{Re_\infty} \left\{ \frac{\partial}{\partial x_j} \left[u_i \sigma_{ij} - \left(\frac{\gamma}{\gamma - 1} \right) q_j \right] \right\} = 0 \quad (2.12)$$

avec

$$e_T = \frac{T}{\gamma - 1} + \frac{u_i u_i}{2}, \quad (2.13)$$

et

$$h_T = \frac{\gamma T}{\gamma - 1} + \frac{u_i u_i}{2} \quad (2.14)$$

La viscosité dynamique du fluide μ est définie en fonction de la température T par la loi de Sutherland

$$\mu(T) = \mu(T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{1/2} \frac{1 + S/T_0}{1 + S/T} \quad (2.15)$$

avec $T_0 = 273.15K$, $\mu(T_0) = 1.711 \times 10^{-5} kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$ et $S = 110.4K$

Le flux de chaleur q_j est estimé via la loi de Fourier

$$q_j = - \frac{\mu}{Pr} \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (2.16)$$

où Pr est le nombre de Prandtl, ici pris égal à $Pr = 0,71$.

Le système d'équation effectivement considéré s'exprime donc sous forme matricielle selon

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial (\mathbf{E}_c - \mathbf{E}_v)}{\partial x} + \frac{\partial (\mathbf{F}_c - \mathbf{F}_v)}{\partial y} + \frac{\partial (\mathbf{G}_c - \mathbf{G}_v)}{\partial z} = 0 \quad (2.17)$$

où le vecteur conservatif s'exprime selon

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho e_t \end{pmatrix}, \quad (2.18)$$

Les vecteurs de flux convectifs sont donnés par :

$$\mathbf{E}_c = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uw \\ (\rho e_t + p)u \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F}_c = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho vu \\ \rho v^2 + p \\ \rho vw \\ (\rho e_t + p)v \end{pmatrix}, \quad \mathbf{G}_c = \begin{pmatrix} \rho w \\ \rho wu \\ \rho wv \\ \rho w^2 + p \\ (\rho e_t + p)w \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

et les vecteurs de flux visqueux sont donnés par :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_v &= \frac{M_\infty \sqrt{\gamma}}{Re_\infty} \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xz} \\ \tau_{xx}u + \tau_{xy}v + \tau_{xz}w + \frac{\gamma}{\gamma-1}q_x \end{pmatrix}, \\ \mathbf{F}_v &= \frac{M_\infty \sqrt{\gamma}}{Re_\infty} \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{yx} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{yz} \\ \tau_{yx}u + \tau_{yy}v + \tau_{yz}w + \frac{\gamma}{\gamma-1}q_y \end{pmatrix}, \\ \mathbf{G}_v &= \frac{M_\infty \sqrt{\gamma}}{Re_\infty} \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{zx} \\ \tau_{zy} \\ \tau_{zz} \\ \tau_{zx}u + \tau_{zy}v + \tau_{zz}w + \frac{\gamma}{\gamma-1}q_z \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.20)$$

où

$$\begin{aligned} \tau_{xy} &= \tau_{yx} = \mu(u_y + v_x) \\ \tau_{yz} &= \tau_{zy} = \mu(v_z + w_y) \\ \tau_{zx} &= \tau_{xz} = \mu(w_x + u_z) \end{aligned} \quad (2.21)$$

$$\tau_{xx} = \frac{2}{3} \mu(2u_x - v_y - w_z)$$

$$q_x = \frac{\mu}{Pr} \frac{\partial T}{\partial x}, \quad q_y = \frac{\mu}{Pr} \frac{\partial T}{\partial y}, \quad q_z = \frac{\mu}{Pr} \frac{\partial T}{\partial z} \quad (2.22)$$

2.2 Traitement de la géométrie curviligne

2.2.1 Introduction de la formulation curviligne

Une formulation curviligne des équations est ici considérée afin de traiter les géométries non-cartésiennes. La démarche suivie correspond à celle initialement proposée par Vinokur [78]. Cette approche a déjà été étendue dans différents travaux [17] [27] basés sur l'utilisation de schémas de haute précision aux différences finies sur maillages structurés curvilignes. Dans

le cadre de nos travaux, seules des simulations sur un maillage temporellement invariant sont considérées.

Considérons la forme générale suivante des équations de Navier-Stokes retenue :

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial z} = 0 \quad (2.23)$$

On introduit donc le changement de variables permettant de passer des coordonnées (x, y, z) données dans le repère général aux coordonnées (ξ, η, ζ) considérées le long des lignes du maillage curviligne.

$$\tau \equiv t, \quad \xi = \xi(x, y, z), \quad \eta = \eta(x, y, z), \quad \zeta = \zeta(x, y, z). \quad (2.24)$$

Une notation allégée, par indiciation, est retenue dans la suite pour exprimer les dérivées spatiales, en notant par exemple $\xi_x = \partial \xi / \partial x$, etc. La règle de dérivation de fonctions composées employée pour exprimer les dérivées selon les directions du repère principal en fonction des dérivées selon les lignes du maillage peut s'écrire selon :

$$\begin{bmatrix} \partial_x \\ \partial_y \\ \partial_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \xi_x & \eta_x & \zeta_x \\ \xi_y & \eta_y & \zeta_y \\ \xi_z & \eta_z & \zeta_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \partial_\xi \\ \partial_\eta \\ \partial_\zeta \end{bmatrix} = \mathbf{J} \begin{bmatrix} \partial_\xi \\ \partial_\eta \\ \partial_\zeta \end{bmatrix} \quad (2.25)$$

En pratique, les dérivées des coordonnées des points du maillage curviligne ($\partial x_i / \partial \xi_j$ avec $x_i = (x, y, z)$ et $\xi_j = (\xi, \eta, \zeta)$) sont d'abord estimées pour calculer l'inverse de la matrice jacobienne de la transformation métrique. On introduit le déterminant J du jacobien \mathbf{J} de la transformation qui est inversement proportionnel au volume de la cellule de calcul :

$$J^{-1} = x_\xi y_\eta z_\zeta + x_\zeta y_\xi z_\eta + x_\eta y_\zeta z_\xi - x_\xi y_\zeta z_\eta - x_\eta y_\xi z_\zeta - x_\zeta y_\eta z_\xi \quad (2.26)$$

Les coefficients de la transformation métrique sont alors donnés par :

$$\begin{aligned} \xi_x &= J(y_\eta z_\zeta - y_\zeta z_\eta), & \eta_x &= J(y_\zeta z_\xi - y_\xi z_\zeta), & \zeta_x &= J(y_\xi z_\eta - y_\eta z_\xi), \\ \xi_y &= J(z_\eta x_\zeta - z_\zeta x_\eta), & \eta_y &= J(z_\zeta x_\xi - z_\xi x_\zeta), & \zeta_y &= J(z_\xi x_\eta - z_\eta x_\xi), \\ \xi_z &= J(x_\eta y_\zeta - x_\zeta y_\eta), & \eta_z &= J(x_\zeta y_\xi - x_\xi y_\zeta), & \zeta_z &= J(x_\xi y_\eta - x_\eta y_\xi) \end{aligned} \quad (2.27)$$

A partir de la forme cartésienne des équations de conservation, la forme conservative faible de la formulation curviligne est obtenue en développant les dérivées spatiales selon la transformation (2.27), ce qui conduit à :

$$J^{-1} \mathbf{U}_t + \xi_x \mathbf{E}_\xi + \eta_x \mathbf{E}_\eta + \zeta_x \mathbf{E}_\zeta + \xi_y \mathbf{F}_\xi + \eta_y \mathbf{F}_\eta + \zeta_y \mathbf{F}_\zeta + \xi_z \mathbf{G}_\xi + \eta_z \mathbf{G}_\eta + \zeta_z \mathbf{G}_\zeta = 0 \quad (2.28)$$

Les termes sont développés et regroupés de façon à ne plus faire apparaître que des dérivées le long des lignes du maillage, ce qui conduit à :

$$\begin{aligned} & J^{-1} \mathbf{U}_t + (\xi_x \mathbf{E} + \xi_y \mathbf{F} + \xi_z \mathbf{G})_\xi + (\eta_x \mathbf{E} + \eta_y \mathbf{F} + \eta_z \mathbf{G})_\eta + (\zeta_x \mathbf{E} + \zeta_y \mathbf{F} + \zeta_z \mathbf{G})_\zeta \\ & + \mathbf{E}[(\xi_x)_\xi + (\eta_x)_\eta + (\zeta_x)_\zeta] + \mathbf{F}[(\xi_y)_\xi + (\eta_y)_\eta + (\zeta_y)_\zeta] + \mathbf{G}[(\xi_z)_\xi + (\eta_z)_\eta + (\zeta_z)_\zeta] = 0 \end{aligned} \quad (2.29)$$

Les termes entre crochets correspondent aux invariants de la transformation métrique. Ils ne sont rigoureusement nuls que si une transformation de domaine purement analytique peut être définie. Le choix de la discrétisation et le contrôle de la forme du maillage sont sensés assurer qu'ils restent également nuls du point de vue discret dans le cas général. Dans ce cas, la forme conservative forte de la formulation curviligne peut être utilisée. C'est cette forme qui est effectivement considérée en pratique :

$$\frac{\partial \hat{\mathbf{U}}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{\mathbf{E}}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{\mathbf{F}}}{\partial \eta} + \frac{\partial \hat{\mathbf{G}}}{\partial \zeta} = 0 \quad (2.30)$$

où l'expression des vecteurs d'état conservatif et de flux transformés sont données par :

$$\hat{\mathbf{U}} = J^{-1} \mathbf{U} \quad (2.31)$$

$$\hat{\mathbf{E}} = (\xi_x \mathbf{E} + \xi_y \mathbf{F} + \xi_z \mathbf{G}) \quad (2.32)$$

$$\hat{\mathbf{F}} = (\eta_x \mathbf{E} + \eta_y \mathbf{F} + \eta_z \mathbf{G}) \quad (2.33)$$

$$\hat{\mathbf{G}} = (\zeta_x \mathbf{E} + \zeta_y \mathbf{F} + \zeta_z \mathbf{G}) \quad (2.34)$$

Le système d'équations effectivement résolu reste ainsi formellement identique à son homologue en géométrie cartésienne, ce qui permet d'appliquer des schémas de discrétisation classiques dans le domaine transformé. Cette forme nécessite de considérer en revanche une étape supplémentaire de pondération et de recombinaison des expressions du vecteur d'état et des flux dont le coût calcul ne sera pas à négliger.

2.2.2 Bilan : formulation curviligne retenue des équations de Navier-Stokes adimensionnées

La formulation curviligne et adimensionnée des équations de Navier-Stokes utilisée s'écrit finalement :

$$\frac{\partial \hat{\mathbf{U}}}{\partial t} + \frac{\partial (\hat{\mathbf{E}}_c - \hat{\mathbf{E}}_v)}{\partial \xi} + \frac{\partial (\hat{\mathbf{F}}_c - \hat{\mathbf{F}}_v)}{\partial \eta} + \frac{\partial (\hat{\mathbf{G}}_c - \hat{\mathbf{G}}_v)}{\partial \zeta} = 0 \quad (2.35)$$

Les expressions de flux convectifs sont données par :

$$\hat{\mathbf{E}}_c = \begin{pmatrix} \rho U \\ \rho U u + p \xi_x \\ \rho U v + p \xi_y \\ \rho U w + p \xi_z \\ (\rho e_t + p) U \end{pmatrix}, \quad \hat{\mathbf{F}}_c = \begin{pmatrix} \rho V \\ \rho V u + p \eta_x \\ \rho V v + p \eta_y \\ \rho V w + p \eta_z \\ (\rho e_t + p) V \end{pmatrix}, \quad \hat{\mathbf{G}}_c = \begin{pmatrix} \rho W \\ \rho W u + p \zeta_x \\ \rho W v + p \zeta_y \\ \rho W w + p \zeta_z \\ (\rho e_t + p) W \end{pmatrix} \quad (2.36)$$

où l'on introduit les composantes contravariantes de la vitesse U, V, W définies selon :

$$\begin{aligned} U &= \xi_x u + \xi_y v + \xi_z w \\ V &= \eta_x u + \eta_y v + \eta_z w \\ W &= \zeta_x u + \zeta_y v + \zeta_z w \end{aligned} \quad (2.37)$$

Les flux visqueux sont donnés par :

$$\begin{aligned}
\hat{\mathbf{E}}_v &= \frac{M_\infty \sqrt{\gamma}}{Re_\infty} \begin{pmatrix} 0 \\ \xi_x \hat{\tau}_{xx} + \xi_y \hat{\tau}_{xy} + \xi_z \hat{\tau}_{xz} \\ \xi_x \hat{\tau}_{yx} + \xi_y \hat{\tau}_{yy} + \xi_z \hat{\tau}_{yz} \\ \xi_x \hat{\tau}_{zx} + \xi_y \hat{\tau}_{zy} + \xi_z \hat{\tau}_{zz} \\ \xi_x \beta_x + \xi_y \beta_y + \xi_z \beta_z \end{pmatrix}, \\
\hat{\mathbf{F}}_v &= \frac{M_\infty \sqrt{\gamma}}{Re_\infty} \begin{pmatrix} 0 \\ \eta_x \hat{\tau}_{xx} + \eta_y \hat{\tau}_{xy} + \eta_z \hat{\tau}_{xz} \\ \eta_x \hat{\tau}_{yx} + \eta_y \hat{\tau}_{yy} + \eta_z \hat{\tau}_{yz} \\ \eta_x \hat{\tau}_{zx} + \eta_y \hat{\tau}_{zy} + \eta_z \hat{\tau}_{zz} \\ \eta_x \beta_x + \eta_y \beta_y + \eta_z \beta_z \end{pmatrix}, \\
\hat{\mathbf{G}}_v &= \frac{M_\infty \sqrt{\gamma}}{Re_\infty} \begin{pmatrix} 0 \\ \zeta_x \hat{\tau}_{xx} + \zeta_y \hat{\tau}_{xy} + \zeta_z \hat{\tau}_{xz} \\ \zeta_x \hat{\tau}_{yx} + \zeta_y \hat{\tau}_{yy} + \zeta_z \hat{\tau}_{yz} \\ \zeta_x \hat{\tau}_{zx} + \zeta_y \hat{\tau}_{zy} + \zeta_z \hat{\tau}_{zz} \\ \zeta_x \beta_x + \zeta_y \beta_y + \zeta_z \beta_z \end{pmatrix},
\end{aligned} \tag{2.38}$$

où les nouvelles expressions des contraintes visqueuses sont :

$$\begin{aligned}
\hat{\tau}_{xx} &= \frac{2}{3} [2(\xi_x u_\xi + \eta_x u_\eta + \zeta_x u_\zeta) - (\xi_y v_\xi + \eta_y v_\eta + \zeta_y v_\zeta) - (\xi_z w_\xi + \eta_z w_\eta + \zeta_z w_\zeta)] \\
\hat{\tau}_{yy} &= \frac{2}{3} [2(\xi_y v_\xi + \eta_y v_\eta + \zeta_y v_\zeta) - (\xi_x u_\xi + \eta_x u_\eta + \zeta_x u_\zeta) - (\xi_z w_\xi + \eta_z w_\eta + \zeta_z w_\zeta)] \\
\hat{\tau}_{zz} &= \frac{2}{3} [2(\xi_z w_\xi + \eta_z w_\eta + \zeta_z w_\zeta) - (\xi_x u_\xi + \eta_x u_\eta + \zeta_x u_\zeta) - (\xi_y v_\xi + \eta_y v_\eta + \zeta_y v_\zeta)] \\
\hat{\tau}_{xy} &= \xi_y u_\xi + \eta_y u_\eta + \zeta_y u_\zeta + \xi_x v_\xi + \eta_x v_\eta + \zeta_x v_\zeta \\
\hat{\tau}_{xz} &= \xi_z u_\xi + \eta_z u_\eta + \zeta_z u_\zeta + \xi_x w_\xi + \eta_x w_\eta + \zeta_x w_\zeta \\
\hat{\tau}_{yz} &= \xi_z v_\xi + \eta_z v_\eta + \zeta_z v_\zeta + \xi_y w_\xi + \eta_y w_\eta + \zeta_y w_\zeta
\end{aligned} \tag{2.39}$$

et les expressions du travail de ces contraintes et des flux de chaleur sont :

$$\begin{aligned}
\beta_x &= \hat{\tau}_{xx} u + \hat{\tau}_{xy} v + \hat{\tau}_{xz} w + \frac{\gamma}{\gamma - 1} q_x \\
\beta_y &= \hat{\tau}_{yx} u + \hat{\tau}_{yy} v + \hat{\tau}_{yz} w + \frac{\gamma}{\gamma - 1} q_y \\
\beta_z &= \hat{\tau}_{zx} u + \hat{\tau}_{zy} v + \hat{\tau}_{zz} w + \frac{\gamma}{\gamma - 1} q_z
\end{aligned} \tag{2.40}$$

$$q_x = \frac{\mu}{Pr} \frac{\partial T}{\partial x}, \quad q_y = \frac{\mu}{Pr} \frac{\partial T}{\partial y}, \quad q_z = \frac{\mu}{Pr} \frac{\partial T}{\partial z} \tag{2.41}$$

2.2.3 Evaluation des coefficients de la transformation métrique

Comme indiqué précédemment, dans le cas général pour lequel une transformation analytique du domaine physique vers le domaine de calcul ne peut être définie a priori, les coefficients de la jacobienne de la transformation métrique sont calculés en déterminant d'abord

les coefficients de son inverse à partir de la distribution des coordonnées prescrites dans le domaine physique. Une approximation numérique des dérivées des coordonnées le long des lignes de maillage doit donc être introduite. Nous noterons ici que la formulation effectivement résolue dans l'espace de calcul n'est rigoureusement valable qu'à condition de respecter rigoureusement l'annulation des invariants métriques du point de vue discret. Cette contrainte a notamment été mise en exergue par Thomas et Lombard [77] et s'exprime à travers la seconde loi dite de conservation géométrique. En pratique, les schémas d'approximation retenus pour l'estimation de ces dérivées spatiales doivent correspondre à ceux utilisés lors de la discrétisation spatiale des différents termes dans l'espace de calcul de façon à assurer la consistance globale de l'approximation. Il s'agit ainsi de vérifier du point de vue discret :

$$\begin{aligned}(\xi_x)_\xi + (\eta_x)_\eta + (\zeta_x)_\zeta &= 0, \\(\xi_y)_\xi + (\eta_y)_\eta + (\zeta_y)_\zeta &= 0, \\(\xi_z)_\xi + (\eta_z)_\eta + (\zeta_z)_\zeta &= 0,\end{aligned}\tag{2.42}$$

En pratique, l'emploi de schémas aux différences finies ne permet pas d'assurer automatiquement l'équivalence des expressions de dérivées de produit utilisées pour obtenir la formulation curviligne (voir notamment Hixon [35]), conduisant ainsi par exemple pour la première relation d'invariant métrique à :

$$[(\xi_x)_\xi + (\eta_x)_\eta + (\zeta_x)_\zeta] = [(y_\eta z_\zeta)_\xi - (y_\zeta z_\eta)_\xi + (y_\zeta z_\xi)_\eta - (y_\xi z_\zeta)_\eta + (y_\xi z_\eta)_\zeta - (y_\eta z_\xi)_\zeta] \neq 0$$

Suivant Thomas et Lombard [77], il est ainsi préférable d'estimer les coefficients métriques sous la forme conservative suivante :

$$\begin{aligned}\xi_x &= (y_\eta z)_\zeta - (y_\zeta z)_\eta, & \eta_x &= (y_\zeta z)_\xi - (y_\xi z)_\zeta, & \zeta_x &= (y_\xi z)_\eta - (y_\eta z)_\xi, \\ \xi_y &= (z_\eta x)_\zeta - (z_\zeta x)_\eta, & \eta_y &= (z_\zeta x)_\xi - (z_\xi x)_\zeta, & \zeta_y &= (z_\xi x)_\eta - (z_\eta x)_\xi, \\ \xi_z &= (x_\eta y)_\zeta - (x_\zeta y)_\eta, & \eta_z &= (x_\zeta y)_\xi - (x_\xi y)_\zeta, & \zeta_z &= (x_\xi y)_\eta - (x_\eta y)_\xi\end{aligned}\tag{2.43}$$

Cette forme est analytiquement identique aux expressions (2.27). De part la commutativité des schémas centrés aux différences finies dans l'espace de calcul, elle permet en revanche de respecter les relations métriques. En substituant ces expressions dans (2.42), on a :

$$(\xi_x)_\xi + (\eta_x)_\eta + (\zeta_x)_\zeta = (y_\eta z)_{\zeta\xi} - (y_\zeta z)_{\eta\xi} + (y_\zeta z)_{\xi\eta} - (y_\xi z)_{\zeta\eta} + (y_\xi z)_{\eta\zeta} - (y_\eta z)_{\xi\zeta} = 0\tag{2.44}$$

Dans le cadre de ce travail, cette formulation conservative des coefficients métriques a été retenue. Les invariants sont systématiquement recalculés en fonction des différents schémas de dérivation spatiale de façon à vérifier qu'ils restent suffisamment petits et qu'aucune perte de conservativité discrète ne provienne directement de l'estimation des métriques. Nous noterons que l'estimation des expressions de flux transformés nécessitent néanmoins un nombre conséquent d'opérations supplémentaires qui peuvent conduire à une accumulation plus importante d'erreurs numériques par rapport au cas d'un calcul sur domaine cartésien. Le domaine d'utilisation des schémas retenus est évalué plus précisément dans la suite dans la section 2.5.

2.3 Discrétisation spatiale et temporelle

Dans ce travail, pour l'évaluation des flux convectifs une reconstruction d'ordre élevé des flux numériques est réalisée via une reconstruction hybride de deux estimations distinctes des flux. D'une part, des schémas aux différences finies centrés optimisés sont utilisés. Ces schémas ont initialement été développés dans le cadre de l'aéroacoustique numérique et sont optimisés pour minimiser l'erreur de dispersion sur une large plage de nombre d'onde. Ils doivent être couplés à des filtres numériques qui sont appliqués après chaque étape complète de l'intégration temporelle afin d'éliminer les oscillations numériques résiduelles à haute fréquence (phénomène de Gibbs). D'autre part, des schémas WENO sont activés près des zones où des discontinuités dans l'écoulement sont détectées, nécessitant l'introduction de niveaux plus importants de diffusion numérique pour stabiliser la solution en présence de forte discontinuités. Ces schémas réalisent une reconstruction non-linéaire de flux basés sur des estimations sur différents stencils, en privilégiant automatiquement les reconstructions à partir des stencils sur lesquels la solution oscille le moins. Le niveau d'hybridation dépend d'une fonction de détection de choc classique basée sur l'estimation locale des incréments de la masse volumique. L'estimation de flux par le schéma WENO étant très coûteuse, la fonction de détection de choc est réglée de façon à n'activer ce calcul uniquement que dans près des zones où un choc est détecté. Par souci de réduction du coût numérique, seul le schémas aux différences finies optimisées est ainsi calculé dans les autres zones de l'écoulement. Les dérivées premières dans les expressions des flux visqueux sont par ailleurs systématiquement estimées en utilisant ces mêmes schémas aux différences finis optimisés.

2.3.1 Schémas aux différences finies centrés optimisés

Les coefficients des schémas classiques aux différences finies sont déterminées sur un stencil donné en combinant les développements de Taylor des points du stencil par rapport au point central de façon à ne conserver que la dérivée spatiale choisie et éliminer l'ensemble des termes d'ordre supérieur jusqu'à l'ordre formel de précision. Cette procédure garantit l'obtention d'un ordre formel de précision, sans néanmoins permettre de contrôler finement l'erreur diffusive et dispersive effective. Le recours à des schémas centrés permet formellement d'éliminer l'erreur de nature diffusive. La procédure d'optimisation de schémas centrés consiste alors d'une part à réduire l'ordre formel de précision souhaité, ce qui permet de réduire le nombre d'équations introduites permettant d'éliminer les combinaisons d'ordre supérieur des dérivées dans les développements de Taylor, et d'autre part à ajouter en contrepartie de nouvelles contraintes directement sur le comportement effectif de l'erreur dispersive, celles-ci étant exprimées dans l'espace spectral. L'équation additionnelle qui est ajoutée traduit le fait que l'on souhaite minimiser l'intégrale de l'écart entre le nombre d'onde intrinsèque du schéma et le nombre d'onde de référence. Tandis que l'erreur numérique du schéma obtenu converge formellement moins rapidement vers zéro lorsque l'on réduit le pas d'espace, l'erreur dispersive peut néanmoins être fortement réduite sur une plage plus étendue de nombres d'ondes. Cela permet ainsi en pratique de limiter fortement le nombre de points utilisés pour capturer la solution. On notera qu'on ne peut néanmoins pas intrinsèquement éliminer les erreurs à hautes fréquences apparaissant de part l'utilisation d'un maillage dont la résolution reste limitée (phénomène de Gibbs). Ces schémas très précis mais peu robustes doivent

ainsi nécessairement être couplés à l'emploi de filtres numériques permettent d'éliminer les oscillations numériques à hautes fréquences qui apparaissent au cours de la simulation.

La stratégie de parallélisation retenue dans le code nous a conduit à privilégier l'emploi de schémas explicites dans le cadre de ce travail. Différentes formulations ont été proposées dans la littérature, impliquant différentes largeurs de stencils et différents coûts de calcul associés ou différentes méthodes d'optimisation pour la détermination qui conduisent à des schémas plus ou moins robustes. Le schéma centré optimisé d'ordre 6 introduit par Tam et Webb [76] a été retenu dans le cadre de ces travaux. Il conduit à approximer la dérivée spatiale d'un flux curviligne dans une direction donnée de la façon suivante :

$$\left. \frac{\partial \hat{\mathbf{E}}}{\partial \xi} \right|_{i,j,k} = \sum_{r=-3}^3 a_r (\hat{\mathbf{E}}|_{i+r,j,k} - \hat{\mathbf{E}}|_{i-r,j,k}) \quad (2.45)$$

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= 0 \\ \alpha_1 &= -\alpha_1 = 0.7992740738883719100 \\ \alpha_2 &= -\alpha_2 = -0.18941925911069757000 \\ \alpha_3 &= -\alpha_3 = 0.02652148144434106700 \end{aligned} \quad (2.46)$$

Un schéma similaire est retenu quelque soit la composante de flux curviligne ou la direction considérée.

Deux filtres explicites passe-bas ont été testés et utilisés. Par souci de simplicité, l'approche présentée par Emmert [27] est ici retenue. Le filtrage est ici appliqué directement sur les variables physiques considérées le long des lignes du maillage et le filtrage est appliqué à chaque itération en temps physique. L'expression de la variable filtrée $\mathbf{W}_{\mathbf{P}_{i,j,k}}^d$ en tout point (i, j, k) est ainsi donnée en fonction de son voisinage selon :

$$\mathbf{W}_{\mathbf{P}_{i,j,k}}^d = \mathbf{W}_{\mathbf{P}_{i,j,k}} - \sigma(\mathbf{D}_\xi + \mathbf{D}_\eta + \mathbf{D}_\zeta) \quad (2.47)$$

où

$$\mathbf{D}_\xi = \sum_{r=-3}^3 d_r \mathbf{W}_{\mathbf{P}_{i+r,j,k}}, \quad \mathbf{D}_\eta = \sum_{r=-3}^3 d_r \mathbf{W}_{\mathbf{P}_{i,j+r,k}}, \quad \mathbf{D}_\zeta = \sum_{r=-3}^3 d_r \mathbf{W}_{\mathbf{P}_{i,j,k+r}}, \quad (2.48)$$

où $\mathbf{W} = (\rho, u, v, w, p)^T$ sont les variables primitives. Le coefficient σ prend une valeur entre 0 et 1 et permet de régler l'intensité du filtrage.

Le premier filtre est un filtre standard (voir Bogey et Bailly [8]). Il sera noté filtre A dans la suite et a pour coefficients :

$$\begin{aligned} d_0 &= -d_0 = 5/16 \\ d_1 &= -d_1 = -15/64 \\ d_2 &= -d_2 = 3/32 \\ d_3 &= -d_3 = -1/64 \end{aligned} \quad (2.49)$$

Le second filtre, noté filtre B dans la suite, correspond au filtre sélectif optimisé d'ordre

6 proposé par Tam et Webb [76] et a pour coefficients :

$$\begin{aligned}
 d_0 &= -d_0 = 0.351061040 \\
 d_1 &= -d_1 = -0.242824317 \\
 d_2 &= -d_2 = 0.074469480 \\
 d_3 &= -d_3 = -0.007175683
 \end{aligned}
 \tag{2.50}$$

Il est à noter que ces filtres sont initialement développés pour des maillages réguliers cartésiens et que leur propriétés (standard ou optimale) ne sont rigoureusement valables que dans ce cadre. Des comportements potentiellement différents sont attendus dans le cadre de leur utilisation directe en géométrie curviligne.

2.3.2 Schémas WENO

Les schémas WENO (Weighted Essentially Non-Oscillatory) sont des schémas à capture de choc, introduits par Liu et al [47], et généralisés par Jiang Shu [39]. Ils sont une extension des schémas ENO introduits par Harten al. [34]. Les schémas ENO reviennent à effectuer différentes évaluations de flux numérique sur différents stencils construits autour du point d'évaluation et à retenir celle issue du stencil sur lequel la solution est jugée être la plus régulière. Un schéma WENO recombine de façon non-linéaire l'ensemble de ces différentes évaluations en donnant plus de poids à celles réalisées à partir des stencils sur lesquels la solution est estimée être la plus régulière. En réutilisant l'ensemble des évaluations, ces schémas permettent d'étendre plus largement la précision formelle de l'approximation de la dérivée du flux. Par décentrage automatique, ils permettent par ailleurs d'introduire de façon ciblée la diffusion numérique nécessaire pour augmenter la robustesse près des zones de fort gradient, notamment près des chocs, tout en conservant un ordre de précision élevé dans le reste de l'écoulement où la solution évolue plus régulièrement. La reconstruction d'ordre élevé pourrait en théorie s'appliquer à tout type de variable. Il est néanmoins généralement préféré de s'appuyer sur la structure hyperbolique particulière des flux d'Euler pour travailler sur l'interpolation des flux caractéristiques.

Une formulation WENO conservative d'ordre 5 par une approche de différences finies avec découpage de Lax-Friedrich local en flux caractéristiques a été retenu pour discrétiser les flux non-visqueux lors des simulations numériques réalisées au cours de ce travail.

Ces schémas sont basiquement unidirectionnel et sont appliqués alternativement pour chaque direction d'espace. Les différentes étapes de la procédure se résument selon :

i/ Une projection dans l'espace caractéristique

Notons de façon simplifiée \mathbf{u}_i et $\mathbf{f}(\mathbf{u})_i$ l'état conservatif et le flux connu en i . Un état moyen de Roe est classiquement utilisé pour estimer l'état intermédiaire inconnu en $i + 1/2$ localement entre deux valeurs à gauche en i et à droite en $i + 1$ considérées le long d'une ligne du maillage.

Cet état moyen permet d'évaluer alors les éléments de la structure propre de la jacobienne du flux local moyen. Notons $\mathbf{L}_{i+1/2}$, $\mathbf{R}_{i+1/2}$ $\mathbf{\Lambda}_{i+1/2}$ les matrices des vecteurs propres à gauche et à droite et la matrice des valeurs propres respectivement, issues de la diagonalisation de

la jacobienne du flux au point intermédiaire $i + 1/2$, soit :

$$\mathbf{A}_{i+1/2} = \mathbf{L}_{i+1/2} \mathbf{\Lambda}_{i+1/2} \mathbf{R}_{i+1/2}$$

Cette décomposition locale de la jacobienne du flux permet alors de projeter les états conservatifs et les flux dans l'espace caractéristique et de les décomposer en fonction de la direction de propagation de l'information (approche flux splitting). L'approche classique de découpage local de flux de Lax-Friedrich est ici retenue afin de déterminer les variables (composantes des flux caractéristiques) qui seront effectivement utilisées pour réaliser une reconstruction scalaire d'ordre élevé par composante de flux. Pour chaque point j du stencil global $[i - r : i + s]$ qui sera utilisé autour du point $i + 1/2$ pour la reconstruction en ce point, les flux découpés s'expriment localement selon :

$$\begin{aligned} \mathbf{g}_j^+ &= \frac{1}{2} \mathbf{L}_{i+1/2} (\mathbf{f}_j + \boldsymbol{\alpha} \mathbf{U}_j) \\ \mathbf{g}_j^- &= \frac{1}{2} \mathbf{L}_{i+1/2} (\mathbf{f}_{j+1} - \boldsymbol{\alpha} \mathbf{U}_{j+1}) \end{aligned} \quad (2.51)$$

où $\boldsymbol{\alpha}$ est la matrice diagonale sélectionnant les valeurs $\alpha_m = \max_{x_j=i-r, i+s} \{|\overline{\lambda_{j,(m)}}|\}$ maximale des vitesses d'ondes (valeurs propres) observées localement sur les points du stencil global pour chaque composante caractéristique. Cette définition de ce $\boldsymbol{\alpha}$ correspond à l'approche dite Roe-ENO. Cette méthode conduit en pratique à un schéma moins diffusif que celui obtenu en suivant les approches alternatives dites ENO-LF ou ENO-LLF. [70].

ii/ reconstruction WENO par pondération des flux ENO caractéristiques

Dans l'approche retenue, l'interpolation en $i + 1/2$ porte ainsi sur les composantes scalaires des flux caractéristiques $g_{j,(m)}^\pm$ déterminées au préalable sur l'ensemble des points appartenant au stencil global entourant $i + 1/2$.

En assimilant les valeurs nodales ainsi connues aux points j aux valeurs moyennes de la fonction (composante scalaire du flux à évaluer), le problème d'interpolation revient à chercher une fonction polynomiale (de Lagrange) approchant la fonction primitive de cette fonction et à la dériver. Pour chacun des k stencils ENO candidats $S_r(i) = x_{i-r}, \dots, x_{i-r+k-1}$, pour $r = 0, k - 1$, une reconstruction au k ième ordre de précision est ainsi effectuée, permettant de disposer de k estimations de chaque composante m des flux caractéristiques :

$$g_{i+\frac{1}{2},(m)}^{\pm r} = \sum_{j=0}^{k-1} C_{rj} g_{i-r+j}^{(r)} \quad (2.52)$$

où les coefficients C_{rj} sont obtenus par dérivation du polynôme de Lagrange approchant la fonction primitive de la fonction.

La pondération WENO consiste alors à combiner l'ensemble de ces k approximations selon :

$$g_{i+\frac{1}{2},(m)}^\pm = \sum_{r=0}^{k-1} \omega_r g_{i+\frac{1}{2},(m)}^{\pm r} \quad (2.53)$$

Les coefficients de pondération tendent vers des poids optimaux donnant un ordre formel de précision $2k - 1$ dans le cas où la solution reste régulière sur l'ensemble des stencils candidats. Ils tendent à s'annuler pour les stencils sur lesquels la solution devient au contraire irrégulière. Ils sont définis selon :

$$\omega_r = \frac{\alpha_r}{\sum_{s=0}^{k-1} \alpha_s}, \quad \alpha_r = \frac{d_r}{(\epsilon + \beta_r)^2} \quad (2.54)$$

où les coefficients d_r permettent d'obtenir les poids optimaux α_r de la reconstruction, où $\epsilon = 10^{-15}$ est ajouté pour éviter toute division par zéro et où les coefficients β_r modifient non-linéairement ces poids en fonction de la régularité de l'écoulement. Pour les schémas WENO d'ordre 5 utilisés dans cette étude, ces coefficients β_r dépendent de la régularité de la fonction testée v (correspondant ici à la composante de flux caractéristique). Ils s'expriment selon :

$$\begin{aligned} \beta_0 &= \frac{13}{12}(v_i - 2v_{i+1} + \bar{v}_{i+2})^2 + \frac{1}{4}(3v_i - 4v_{i+1} + v_{i+2})^2, \\ \beta_1 &= \frac{13}{12}(v_{i-1} - 2v_i + v_{i+1})^2 + \frac{1}{4}(v_{i-1} - 4v_{i+1})^2, \\ \beta_2 &= \frac{13}{12}(v_{i-2} - 2v_{i-1} + v_i)^2 + \frac{1}{4}(v_{i-2} - 4v_{i-1} + 3v_i)^2, \end{aligned} \quad (2.55)$$

iii/ projection inverse du flux pour l'obtention des flux physiques (recombinaison)

À partir des deux formes caractéristiques de flux numérique WENO, le flux numérique WENO complet est finalement reconstruit selon,

$$g_{i\pm\frac{1}{2}}^{WENO} = g_{i\pm\frac{1}{2}}^{+,WENO} + g_{i\pm\frac{1}{2}}^{-,WENO} \quad (2.56)$$

Pour retourner à la forme conservative, on applique l'opérateur des vecteurs propres à droite R au vecteur flux caractéristique ainsi reconstruit :

$$f_{i\pm\frac{1}{2}}^{WENO} = Rg_{i\pm\frac{1}{2}}^{WENO} \quad (2.57)$$

Ces expressions de flux numériques aux interfaces sont finalement utilisées deux à deux pour approximer la dérivée du flux dans chaque direction. Assimilant f à \hat{E} , on a ainsi par exemple pour la dérivée de la composante de flux dans la direction ξ :

$$\frac{\partial \hat{E}}{\partial \xi} = \frac{1}{\Delta \xi} (\hat{E}_{i+\frac{1}{2}}^{WENO} - \hat{E}_{i-\frac{1}{2}}^{WENO}) \quad (2.58)$$

2.3.3 Hybridation des schémas WENO / Centré-Optimisé

Le principe de l'approche hybride consiste à n'activer le schéma WENO (plus robuste mais plus diffusif) que dans les zones où l'écoulement présente des niveaux élevés du gradient de densité, notamment près des chocs. L'expression hybride du gradient de flux numérique dans la direction ξ est ainsi par exemple donnée par :

$$\frac{\partial F}{\partial \xi} = (1 - \beta) \frac{\partial F^{C0}}{\partial \xi} + \beta \frac{\partial F^{WENO}}{\partial \xi} \quad (2.59)$$

où $\frac{\partial F^{C0}}{\partial \xi}$ correspond à l'approximation du gradient de flux par le schéma aux différences finies centré optimisé présenté en section 2.3.1 et $\frac{\partial F^{WENO}}{\partial \xi}$ correspond à l'approximation par schéma WENO de ce gradient présenté en section 2.3.2. Le coefficient β vaut localement 0 ou 1 en fonction d'une valeur seuil dépendant de la régularité de l'écoulement. Il permet de basculer d'une utilisation d'un schéma optimal dans les zones où la solution évolue régulièrement au schéma WENO qui est plus robuste lorsqu'une discontinuité de choc est détectée. Dans le cas présent, la version élémentaire de senseur de régularité, notamment proposée par Adams et Shariff [3], est retenue. Elle repose sur l'évaluation de la différence locale des niveaux de densité entre les points du maillage. Nous avons ainsi :

$$\begin{cases} \beta = 0 & \text{si } |\rho_{i+1} - \rho_i| < \Delta\rho_{lim} \\ \beta = 1 & \text{si } |\rho_{i+1} - \rho_i| > \Delta\rho_{lim} \end{cases} \quad (2.60)$$

Pour l'ensemble des simulations réalisées, la valeur du seuil a été fixée à $\Delta\rho_{lim} = 0.1$.

2.3.4 Intégration temporelle

Un schéma standard de Runge-Kutta à l'ordre 4 de précision est utilisé. L'algorithme d'intégration temporelle est ainsi tel que :

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{U}}^{(0)} &= \hat{\mathbf{U}}^n, \\ \hat{\mathbf{U}}^{(1)} &= \hat{\mathbf{U}}^n - \frac{1}{2} \Delta t \mathcal{F}(\hat{\mathbf{U}}^{(0)}), \\ \hat{\mathbf{U}}^{(2)} &= \hat{\mathbf{U}}^n - \frac{1}{2} \Delta t \mathcal{F}(\hat{\mathbf{U}}^{(1)}), \\ \hat{\mathbf{U}}^{(3)} &= \hat{\mathbf{U}}^n - \Delta t \mathcal{F}(\hat{\mathbf{U}}^{(2)}), \\ \hat{\mathbf{U}}^{(4)} &= \hat{\mathbf{U}}^n - \Delta t \mathcal{F}(\hat{\mathbf{U}}^{(3)}), \\ \hat{\mathbf{U}}^{n+1} &= -\frac{\hat{\mathbf{U}}^n}{2} + \frac{1}{3} [\hat{\mathbf{U}}^{(1)} + 2\hat{\mathbf{U}}^{(2)} + \hat{\mathbf{U}}^{(3)}] + \frac{1}{6} \hat{\mathbf{U}}^{(4)} \end{aligned} \quad (2.61)$$

où $\hat{\mathbf{U}}^n$ et $\hat{\mathbf{U}}^{n+1}$ sont les variables conservatives calculées à l'instant n et $n + 1$ respectivement et où les variables $\hat{\mathbf{U}}^m$ pour $m = 1$ à 4 correspondent aux estimations intermédiaires.

Le pas de temps effectivement retenu à chaque instant pour réaliser l'intégration temporelle est défini par l'application conjointe d'un critère advectif classique (estimation d'un pas de temps Δt_1 selon un critère CFL fixé (Courant Friedrichs-Lewy)), et d'un critère diffusif (estimation d'un pas de temps Δt_2 selon la contrainte donnée par le critère CFL).

$$\Delta t_1 = \frac{CFL}{\max\left(\frac{|U|+c\sqrt{\xi_x^2+\xi_y^2+\xi_z^2}}{\Delta\xi}, \frac{|V|+c\sqrt{\eta_x^2+\eta_y^2+\eta_z^2}}{\Delta\xi}, \frac{|W|+c\sqrt{\zeta_x^2+\zeta_y^2+\zeta_z^2}}{\Delta\xi}\right)}, \Delta t_2 = \frac{CFL}{\max\left(\frac{2\nu}{x_\xi^2}, \frac{2\nu}{y_\eta^2}, \frac{2\nu}{z_\zeta^2}\right)}, \quad (2.62)$$

Le pas de temps retenu localement répond alors au critère le plus contraignant.

$$\Delta t = \min(\Delta t_1, \Delta t_2) \quad (2.63)$$

2.4 Condition aux limites

Des conditions aux limites standards ont été utilisées pour l'ensemble des simulations effectuées.

Extrapolation : cette condition s'applique notamment sur les frontières de sortie du domaine de calcul et s'avère particulièrement bien adaptée dans le cas où l'écoulement est globalement supersonique et que les régions extérieures du domaine ne peuvent influencer l'état de l'écoulement à l'intérieur du domaine de calcul. Les valeurs des variables "primitives" des derniers points du domaine de calcul sont alors simplement dupliquées sur les points fantômes (ghost cell) considérés sur les stencils à cheval sur la frontière.

Paroi non-glissante : La condition non-glissante est ici imposée en forçant les valeurs de la vitesse à zéro sur le point à la paroi et en appliquant une condition d'anti-symétrie sur les variables de vitesse et de symétrie sur les autres variables. Les termes convectifs et visqueux sont traités de manière différente à la paroi.

L'évaluation des termes convectifs est effectuée de la façon décrite ci-après. L'utilisation de maillage non-uniformes en proche paroi et la nécessité d'adapter les stencils de points utilisés peut conduire de façon générale à des problèmes de perte de robustesse ou de précision dans les simulations. Suivant l'analyse de Gloerfelt [30], l'utilisation d'un seul point fantôme permet de réaliser un compromis précision/robustesse satisfaisant. La figure 2.2 montre le mode de l'emploi des schémas à la paroi pour les termes convectifs. En proche paroi, trois points fantômes sont utilisés pour l'application du schéma WENO ou de la procédure de filtrage centré associé au schéma optimisé. Notons qu'en pratique, le schéma WENO n'est néanmoins jamais activé en proche paroi. Pour le premier point au dessus de la paroi, le schéma centré optimisé est en revanche remplacé par un schéma décentré standard d'ordre, n'utilisant que le premier point fantôme.

WENO et Filtrage

Schéma centré optimisé
(jusqu'au 2ème point de la paroi)

Schéma décentré standard
(1er point de la paroi)

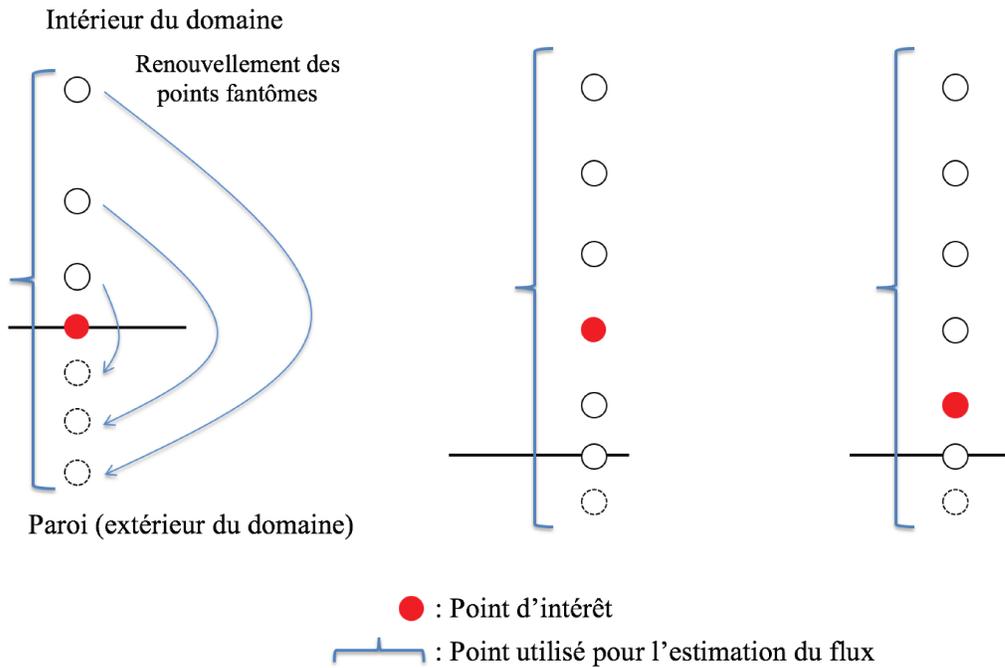


FIGURE 2.1 – Schémas à la paroi pour les termes convectifs

Les dérivées premières composant les expressions des flux visqueux sont finalement estimées jusqu'au premier point au dessus de la paroi via le schéma centré utilisant deux cellules fantômes.

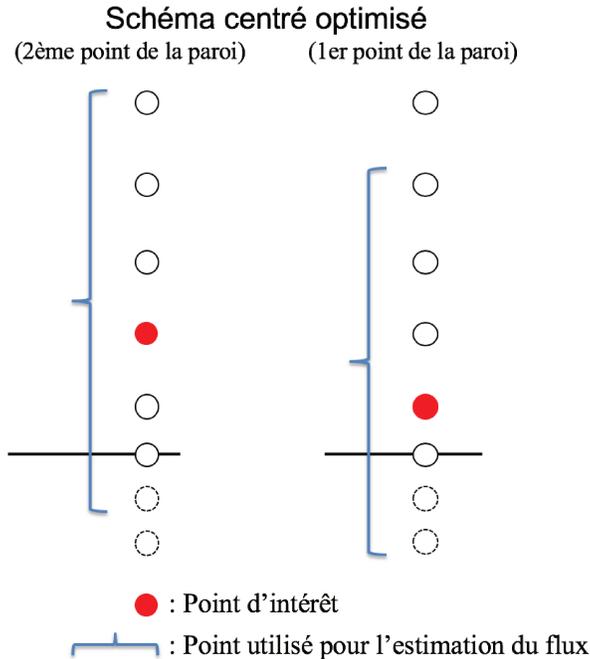


FIGURE 2.2 – Schémas à la paroi pour les termes visqueux

Notons que l'ensemble des simulations sont réalisées en imposant une condition de paroi adiabatique. La nullité du flux de chaleur est obtenue via la prescription de valeurs symétriques sur la température permettant d'annuler le gradient de température en paroi.

Périodicité : La condition de périodicité a été imposée aux frontières du domaine dans les directions d'homogénéité, soit pour les tests préliminaires réalisés en guise de validation, soit pour les simulations de couches limites se développant sur des portions de corps cylindrique avec différents niveaux de courbure. Il s'agit dans ce cas de ne considérer qu'une partie de l'extension azimutale du domaine et de recopier l'information au voisinage de chaque frontière considérée dans cette direction dans les cellules fantômes relatives à la frontière opposée.

2.5 Validation de la méthode numérique

Quelques cas tests classiques ont été considérés afin de valider l'implémentation des schémas numériques mis en œuvre et déterminer de possibles marges d'utilisation sur maillages déformés.

2.5.1 Propagation d'un pulse acoustique

Nous considérons tout d'abord un test classique de propagation en deux dimensions d'un signal acoustique sur différents maillages curvilignes et comparons le comportement des solutions par rapport à une solution de référence obtenue sur un maillage cartésien très raffiné.

La perturbation initiale est générée par un pulse de pression de forme gaussienne superposé à un écoulement au repos, du type :

$$p(x, y) = p_0 \left(1 + \epsilon \exp\left(-\ln 2 \left(\frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{b^2} \right)\right) \right) \quad (2.64)$$

où (x_0, y_0) sont les coordonnées de la position du pulse et ϵ est le paramètre contrôlant l'intensité de la perturbation.

Des conditions d'extrapolation sont imposées aux frontières d'un domaine de longueur unitaire domaine de longueur égale à cent unités. La solution de référence est obtenue sur un maillage cartésien raffiné présentant une distribution constante de $N_\xi = N_\eta = 1005$ points. Les simulations sont ici réalisées en employant le schéma centré optimisé uniquement et en appliquant le filtre B avec un coefficient de filtrage $\sigma = 0.3$. Le nombre de CFL est fixé à 0.8. Les termes visqueux ne sont pas calculés pour ce cas.

Les maillages curvilignes considérés sont illustrés sur la figure 2.3). Ils sont construits en conservant la distribution constante selon x et en imposant une modulation de l'autre coordonnée, soit :

$$x = x_{ref} \quad (2.65)$$

$$y = y_{ref} + \alpha \sin(\Omega x) \quad (2.66)$$

où (x_{ref}, y_{ref}) correspondent aux coordonnées de référence du maillage cartésien. La fréquence d'oscillation Ω et l'amplitude α permettent d'imposer séparément différents niveaux de résolution et de taux de déformation du maillage.

Le résultat d'un test préliminaire est illustré sur la figure 2.4. Il correspond à la solution obtenue au temps adimensionné $t = 30$ avec un maillage de $N_\xi = N_\eta = 1005$ points construit via les paramètres $\alpha = 5$ et $\Omega = 4$, un pulse initial centré en $(x_0, y_0) = (0, 0)$ et une amplitude de perturbation correspondant à $b = 1$, $p_0 = 1$ et $\epsilon = 0.01$.

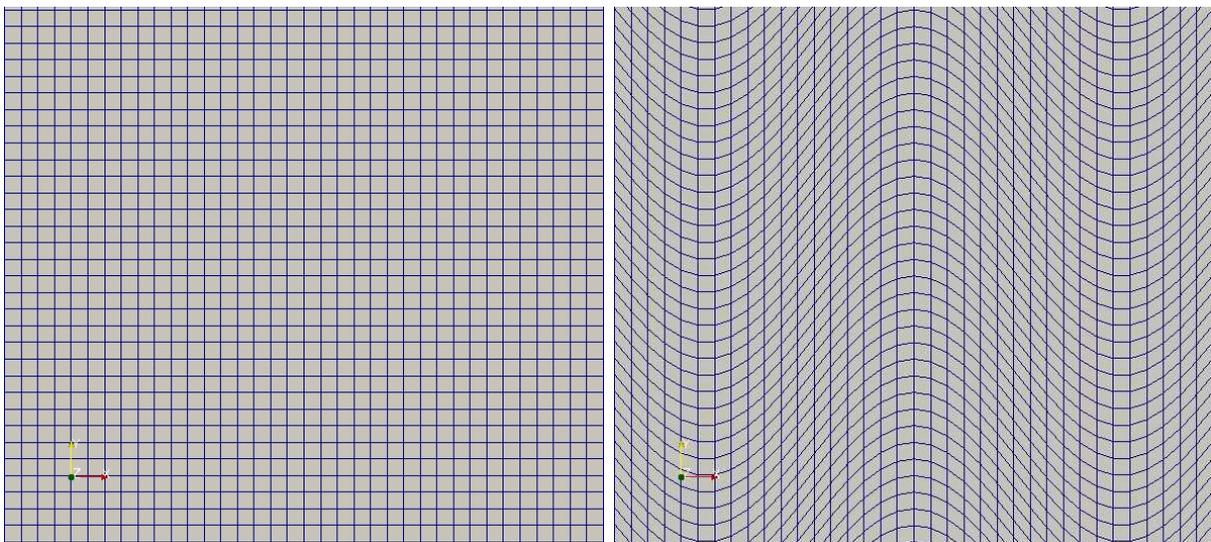


FIGURE 2.3 – Maillages retenus pour le test de propagation acoustique : cas cartésien (gauche) et curviligne (droite).

La figure 2.5 permet d’observer les amplitudes de l’oscillation de pression résultant de la propagation du pulse en $y = 0$ et les erreurs introduites par le traitement curviligne. On constate que le traitement curviligne conduit dans ce cas à 4.6% d’erreur au maximum en comparaison avec la solution obtenue avec le maillage cartésien.

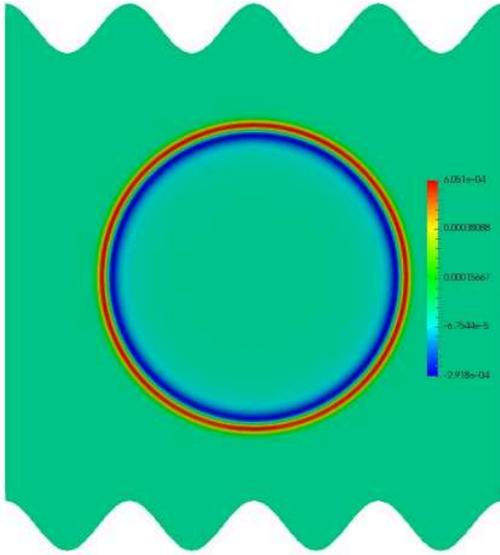


FIGURE 2.4 – Champ de pression instantané après propagation de la perturbation acoustique sur le maillage curviligne

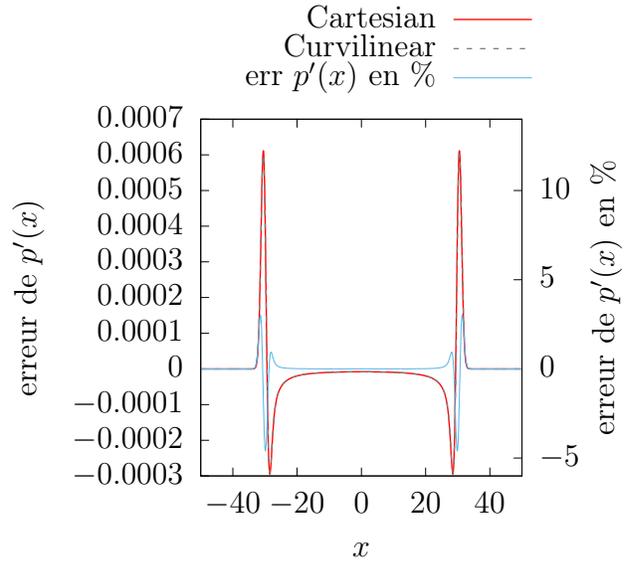


FIGURE 2.5 – Comparaison des profils de pression en $y = 0$ relatifs à la solution de propagation de la perturbation acoustique sur maillage cartésien et curviligne à $t = 30$.

Différents niveaux de résolution du maillage sont examinés pour caractériser les erreurs introduites par le niveau local de déformation des lignes du maillage sur l’étendue des stencils de points utilisés. Le maillage est créé de façon similaire à celle précédemment décrite avec un coefficient de variation sinusoïdale $\alpha = 5$ (voir 2.66). Différentes simulations ont été réalisées à partir de résolutions $N_{\xi,\eta} = 85, 115, 145, 205, 375, 575, 775, 1005$.

L’erreur maximale au temps $t = 30$ est estimée par différence avec la solution de référence obtenue sur maillage cartésien avec ($N_{x,y} = 1005$). Son évolution est donnée sur la figure 2.6 en fonction du niveau de résolution. L’erreur diminue lorsque le raffinement du maillage augmente mais sature quand on se rapproche du niveau de résolution similaire à celui retenu pour constituer la solution de référence. Comme attendu, l’augmentation du nombre de points du maillage améliore la précision des résultats. Cependant, la contribution du raffinement de maillage à l’amélioration de la précision diminue exponentiellement tandis que le coût de calcul croît en facteur de puissance 2 dans ce cas test. Ce résultat illustre la nécessité de réaliser un compromis entre le coût numérique et la précision.

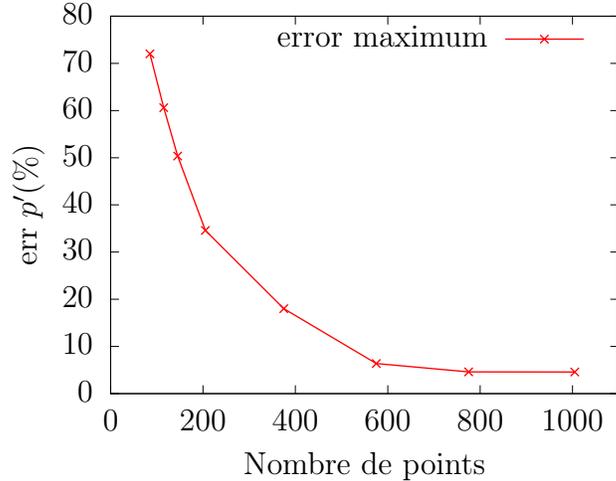


FIGURE 2.6 – Erreur introduite par la résolution

On a confirmé qu’il reste toujours des erreurs malgré le raffinement du maillage. La saturation de la diminution d’erreur est liée à la déformation de maillage qui conduit potentiellement à devoir considérer des niveaux plus importants de raffinement pour atteindre une précision similaire à celle obtenue sur un maillage purement cartésien. Afin d’estimer ce type d’erreur, différents niveaux de déformation du maillage ont été examinés à niveau de résolution constant $N_{\xi,\eta} = 375$. Le maillage employé est créé de manière similaire en fixant différents amplitudes de déformation $\alpha = 0.5, 1.0, 2.5, 5, 7.5, 10, 12.5$.

Introduisant l’angle local θ d’une ligne de maillage (iso- η) par rapport à la direction x (voir la figure 2.7), une mesure du taux de déformation local des lignes de maillage est ainsi donnée par la variation maximale de cet angle ($\Delta\theta = \theta_{i+1} - \theta_i$) sur la largeur du stencil employé. Elle correspond respectivement à $\Delta\theta_{\max} = 0.483, 0.967, 2.42, 4.82, 7.21, 9.58, 11.9^\circ$ pour les valeurs de α précédemment indiquées. La figure 2.8 reporte l’évolution de l’erreur en fonction de $\Delta\theta_{\max}$. De façon attendue, il existe une valeur limite de déformation de la molécule de calcul au-delà de laquelle le traitement curviligne conduit à des niveaux d’erreur trop importants. Il est possible de constater dans notre cas (schémas centrés d’ordre 6) que l’erreur augmente ainsi brutalement lorsque l’on atteint un seuil critique de variation situé entre 3° et 5° . Un critère comparable de déformation de la maille de calcul (basé sur l’écart à la situation d’orthogonalité) était obtenu dans l’étude de Marsden[9]. Cela nous donne un critère d’utilisation de la méthode numérique et de vérification *a priori* de la qualité de maillage à utiliser quelle que soit la géométrie à mailler. Pour l’ensemble des simulations réalisées au cours de cette étude, les maillages ont été générés en vérifiant typiquement que la variation d’angle local restait inférieur à 2° sur six points consécutifs.

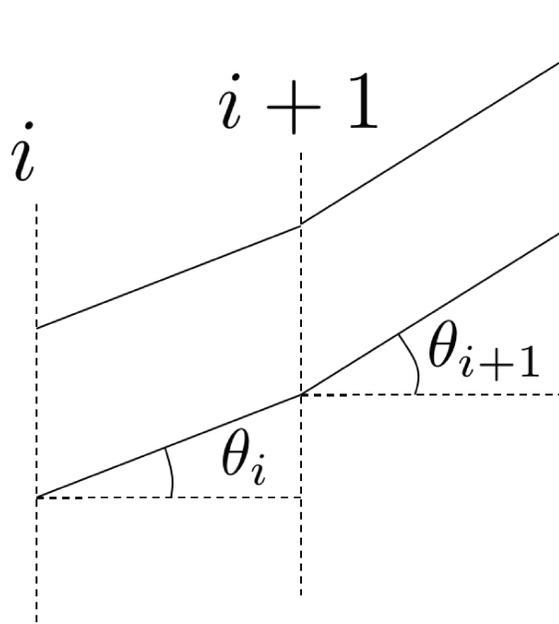


FIGURE 2.7 – Définition de l’angle local de déformation θ_i .

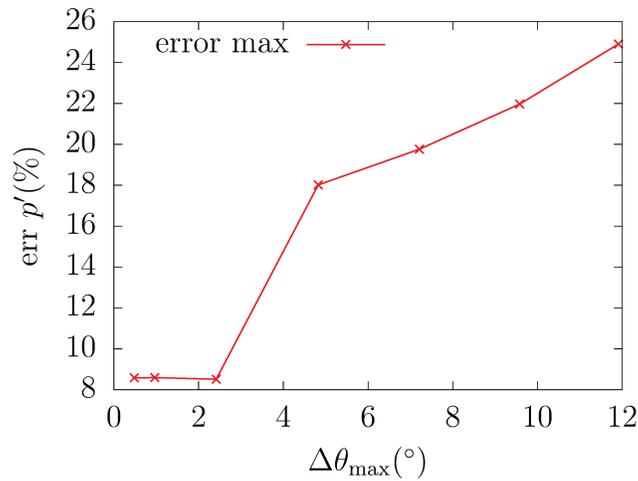


FIGURE 2.8 – Erreurs en fonction de déformation

2.6 Validation sur un cas test de diffraction acoustique

Ce cas test étudie la diffraction d’un pulse acoustique par un cylindre et permet de valider le comportement correct des schémas numériques en présence de paroi. Il est présenté dans le “2^{ème} CAA workshop on benchmark problems”[75]. Un cylindre de rayon $r = 0.5$ est placé au centre du domaine de calcul, au point $(0, 0)$ en coordonnées cylindriques comme illustré sur la figure 2.9. Un pulse de pression, de forme gaussienne et de demi-largeur adimensionnelle

$b = 0.2$, situé en $(r, \theta) = (4, \theta)$, est utilisé comme condition initiale de la simulation. La solution initiale s'exprime selon :

$$S = \epsilon \exp(-\ln(2) \frac{(x - x_c)^2 + (y - y_c)^2}{b^2}) \quad (2.67)$$

avec $\epsilon = 1.0 \times 10^{-6}$, $P_0 = 1/\gamma$ et $\rho_0 = 1$. On mesure le signal de pression en $(r, \theta) = (5, \pi/2)$, de $t = 6$ à $t = 10$ en temps adimensionnel. En suivant la démarche adoptée par Marsden [9], le test est réalisé en construisant un maillage ayant une structure cylindrique via des arcs de cercles positionnés autour du cylindre entre les rayons $r = 0.5$ et le rayon maximal extérieur $r = 12$. Sa résolution est de 393 points dans la direction radiale et 720 points dans la direction azimutale. Les termes visqueux et les schémas WENO sont désactivés pour cette simulation. Les schémas centrés optimisés sont utilisés en appliquant le filtre A avec $\sigma = 0.1$. Le test est effectué en fixant la valeur CFL = 0.8. La condition d'extrapolation a été imposée sur la frontière externe du domaine de calcul. Une condition de symétrie et de non-glissement sont imposées sur la frontière basse ouverte du domaine et la paroi du cylindre respectivement.

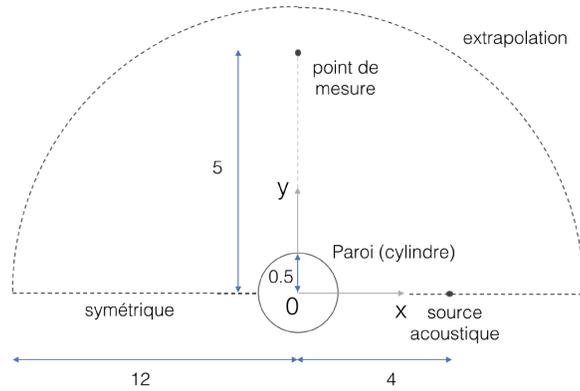


FIGURE 2.9 – Schéma de la configuration d'étude de diffraction d'un pulse acoustique sur un cylindre.

La solution analytique issue de [9] est confrontée à la solution numérique obtenue sur la figure 2.10 pour la pression au point d'observation. Le résultat numérique est ici multiplié par 10^6 pour comparer à la solution analytique car un facteur $\epsilon = 1.0 \times 10^{-6}$ a été appliqué à l'amplitude de la pulsation initiale dans notre cas.

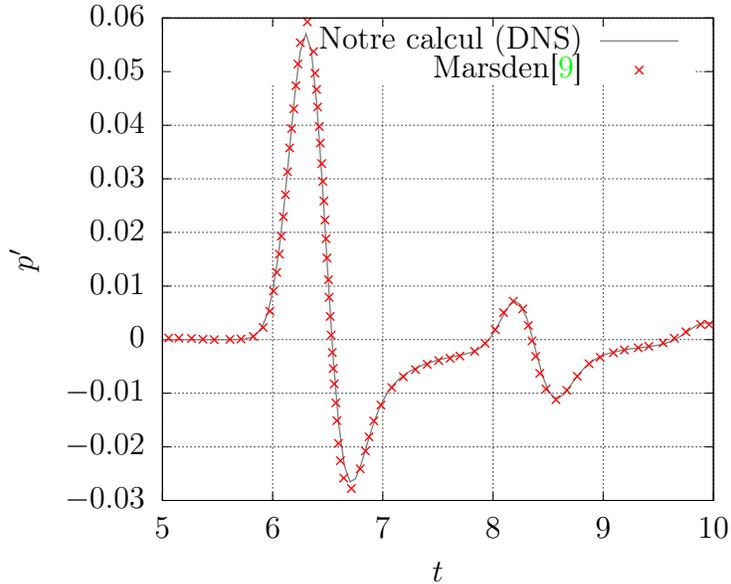


FIGURE 2.10 – Signal temporel de pression au point d’observation associé à la propagation/diffraction sur un cylindre du pulse acoustique.

Le premier pic correspond à l’onde se transmettant directement à partir du pulse initial. Le deuxième pic correspond à l’onde réfléchi à la paroi du cylindre. On constate que le résultat numérique est globalement en bon accord avec la solution analytique, ce qui permet d’une part de valider l’implémentation de la gestion de la condition aux limites avec le schéma retenu, d’autre part de confirmer la capacité de la méthode à capturer précisément l’évolution de la solution en proche paroi courbe si le niveau de résolution est ajustée correctement. Il est à noter qu’une solution similaire est ici obtenue lorsque si le filtre B est appliqué.

2.7 Diffraction d’une source harmonique par un cylindre

Dans ce cas test, le pulse acoustique initial du cas précédent est remplacé par un monopole acoustique. La configuration géométrique et les conditions de calcul utilisées sont identiques à celles utilisées pour le test précédent. Une condition d’oscillation de la perturbation de pression est imposée selon :

$$S = \epsilon \sin(\omega t) \exp\left(-\ln(2) \frac{(x - x_c)^2 + (y - y_c)^2}{b^2}\right) \quad (2.68)$$

avec une pulsation $\omega = 8\pi$ et une demi-largeur de source $b = 0.2$.

Une visualisation instantanée du champ de pression fluctuant est présentée sur la figure 2.12 et est confrontée au résultat obtenu lors de l’étude de Marsden[9]. La structure globale du champ acoustique rayonné est qualitativement bien reproduite avec l’obtention attendue des modulations typiques d’intensité acoustique en fonction de la direction azimutale. On note néanmoins la forte diffusion numérique associée à l’utilisation du filtre B.

Tandis que le comportement de la solution obtenue reste qualitativement correct dans ce cas d’interférence beaucoup plus complexe entre fronts d’ondes directes et réfléchies, les

schémas retenus pour cette étude ne permettent pas en l'état, pour le niveau de raffinement retenu pour le test, de reproduire les niveaux corrects de fluctuations de pression acoustique. On constate un rapport allant jusque environ 2,5 entre les intensités observées sur la solution obtenue de directivité et la solution de référence. Ce résultat souligne la nécessité de recourir soit à des niveaux de résolution beaucoup plus importants, soit à des schémas optimisés d'ordre supérieur si l'on doit s'intéresser à des problématiques de bruit rayonné en champ lointain sur de tels domaines en géométrie complexe. Dans le cadre de notre étude, ces aspects acoustiques restent néanmoins secondaires et n'impliquent pas de changement de stratégie. Les maillages retenus pour réaliser les simulations de couche limite interagissant ou non avec une rampe sont avant tout optimisés afin de respecter les contraintes classiquement associées à la capture des échelles de turbulence en proche paroi et non en fonction de la capacité de la méthode à reproduire le rayonnement acoustique associé en champ lointain. Il est néanmoins important de souligner l'importance de l'influence du filtre effectivement utilisé. Dans le cas présent, l'utilisation du filtre B conduit à une diffusion numérique beaucoup plus importante que celle du filtre A, en dépit des propriétés a priori plus optimales (sur la base de leur développement en maillage cartésien). Des travaux complémentaires seraient nécessaires afin de déterminer des procédés plus efficaces de filtrage numérique. Il est attendu en contrepartie que l'utilisation du filtre B pourra conduire à de meilleurs niveaux de robustesse. Dans la suite de l'étude, l'utilisation du filtre A est ainsi privilégiée tandis que le filtre B n'est activé localement qu'en cas de manque de robustesse (typiquement près de la zone de pied de la rampe).

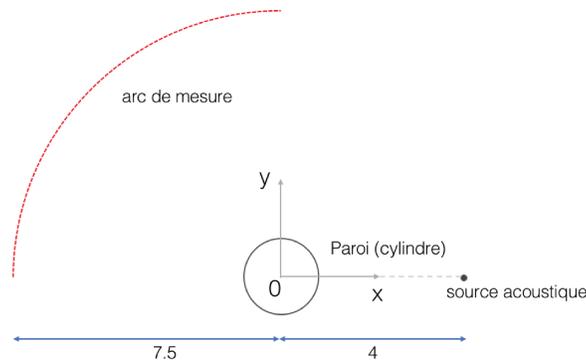


FIGURE 2.11 – Configuration du cas test de diffraction d'une perturbation acoustique harmonique sur un cylindre.

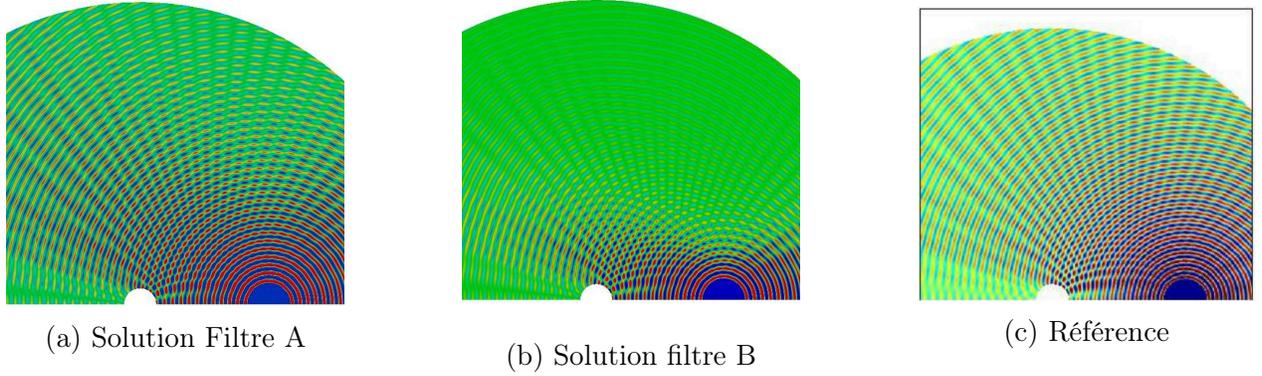


FIGURE 2.12 – Vue instantanée du champ de pression fluctuant : a/ solution avec filtre A, b/ solution avec filtre B, c/ solution de référence (extrait de Marsden [9]).

2.8 Taylor Green Vortex

Ce test est mis en œuvre afin d'une part valider l'implémentation du traitement curviligne des termes visqueux, d'autre part caractériser le comportement des schémas curvilignes en situation représentative de développement de la turbulence. Une solution de référence est construite sur un domaine cartésien. L'influence de déformation de maillage sur la précision de la capture des termes visqueux et des processus de production/dissipation de l'énergie cinétique turbulente est analysée. Le domaine de calcul correspond à un cube dont les côtés ont une longueur égale à 2π . Des conditions de périodicité sont imposées sur toutes les frontières. Les conditions initiales sont données par (2.69) à (2.72) selon :

$$u(t_0) = u_0 \sin\left(\frac{x}{L}\right) \cos\left(\frac{y}{L}\right) \cos\left(\frac{z}{L}\right) \quad (2.69)$$

$$v(t_0) = -u_0 \sin\left(\frac{x}{L}\right) \cos\left(\frac{y}{L}\right) \cos\left(\frac{z}{L}\right) \quad (2.70)$$

$$w(t_0) = 0 \quad (2.71)$$

$$p(t_0) = p_0 + \frac{\rho_0}{16} \left[\cos\left(\frac{2x}{L}\right) + \cos\left(\frac{2y}{L}\right) \right] \left[\cos\left(\frac{2z}{L}\right) + 2 \right] \quad (2.72)$$

où $L = 1$, $u_0 = 1$, $\rho_0 = 1$ and $p_0 = 100$. Le nombre de Mach et le nombre de Reynolds sont respectivement de 0.08, et 1600. Les maillages curvilignes sont construits en imposant différents taux de déformation via les lois d'évolution de coordonnées suivantes :

$$x_{i,j,k} = x_{\min} + \Delta x_0 \left[(i-1) + A_x \sin \frac{n_{xy}\pi(j-1)\Delta y_0}{L_y} \sin \frac{n_{xz}\pi(k-1)\Delta z_0}{L_z} \right] \quad (2.73)$$

$$y_{i,j,k} = y_{\min} + \Delta y_0 \left[(j-1) + A_y \sin \frac{n_{yz}\pi(k-1)\Delta z_0}{L_z} \sin \frac{n_{yx}\pi(i-1)\Delta x_0}{L_x} \right] \quad (2.74)$$

$$z_{i,j,k} = z_{\min} + \Delta z_0 \left[(k-1) + A_z \sin \frac{n_{zx} \pi (i-1) \Delta x_0}{L_x} \sin \frac{n_{zy} \pi (j-1) \Delta y_0}{L_y} \right] \quad (2.75)$$

où $i = 1, 2, 3, \dots, i_{\max}$, $j = 1, 2, 3, \dots, j_{\max}$, $k = 1, 2, 3, \dots, k_{\max}$, $\Delta x_0 = \frac{L_x}{i_{\max}-1}$, $\Delta y_0 = \frac{L_y}{j_{\max}-1}$, $x_{\min} = -\frac{L_x}{2}$, $y_{\min} = -\frac{L_y}{2}$, $z_{\min} = -\frac{L_z}{2}$, $L_x = L_y = L_z = 4$, $A_x = A_y = A_z = 1, 2$ et $n_{xy} = n_{xz} = n_{zy} = 4$. Le test est réalisé pour trois niveaux de résolution différents ; $i_{\max} = j_{\max} = k_{\max} = 64$ (résolution dite "grossière"), 128 (résolution intermédiaire) et 256 (raffiné) respectivement. Deux niveaux différents de déformation sont également testés ; $A_{x,y,z} = 0$ (cas cartésien (dénommé Cart.), 1 (cas curviligne avec niveau modéré de déformation : $A_{x,y,z} = 1.0$, dénommé Curv.1) et 2 (cas curviligne avec niveau plus important de déformation des lignes du maillage : $A_{x,y,z} = 2.0$, dénommé Curv.2). $A_{x,y,z} = 1.0$ et 2.0 sont équivalents à des angles de déformation maximum $\Delta\theta_{max} = 0.56$ et 1.35° pour les maillages Curv.1 et Curv.2 respectivement ayant 64 points dans chaque direction, $\Delta\theta_{max} = 0.28$ et 0.56° pour les cas à 128 points et $\Delta\theta_{max} = 0.139$ et 0.278° pour les cas à 256 points. La figure 2.13 illustre les maillages ainsi considérés. Les calculs ont été effectués sous les conditions suivantes : schéma WENO désactivé, filtre A avec $\sigma = 0.1$, CFL = 0.8.

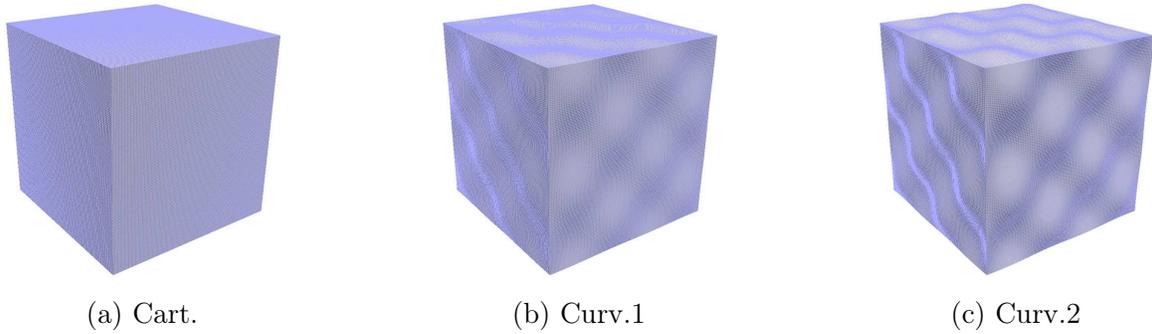


FIGURE 2.13 – Configuration de maillage en résolution intermédiaire

La figure 2.14 présente la structure de l'écoulement via une iso-surface de critère Q à $t = 8.0$ et $t = 12.0$ pour les trois types de maillage considérés et le niveau de résolution intermédiaire. L'évolution attendue de la solution est qualitativement bien reproduite pour l'ensemble des cas. La perturbation vorticitaire initialement introduite à grande échelle conduit à la formation de gros tourbillons (phase de croissance de l'énergie cinétique du mouvement de fluctuation) qui interagissent ensuite au cours du temps. L'interaction entre les tourbillons conduit via les mécanismes classiques d'interaction (étirement, compression,...) à la formation de structures de plus en plus petites associées à une croissance de la dissipation de l'énergie cinétique turbulente avant de se désagréger aux plus petites échelles. Pour les conditions de calcul considérées, le pic du taux de dissipation est attendu autour du temps adimensionné $t = 9$ (Bull et Jameson [11]). Pour un temps $t = 8.0$, l'influence de la déformation du maillage reste négligeable. Tandis que la gamme d'échelles turbulentes produites s'élargit, les différences structurelles des solutions deviennent plus flagrantes. A $t = 12$, on constate ainsi clairement (notamment dans la partie centrale du cube) que la déformation plus pro-

noncée du maillage a conduit à une orientation et une déformation légèrement différente des structures tourbillonnaires.

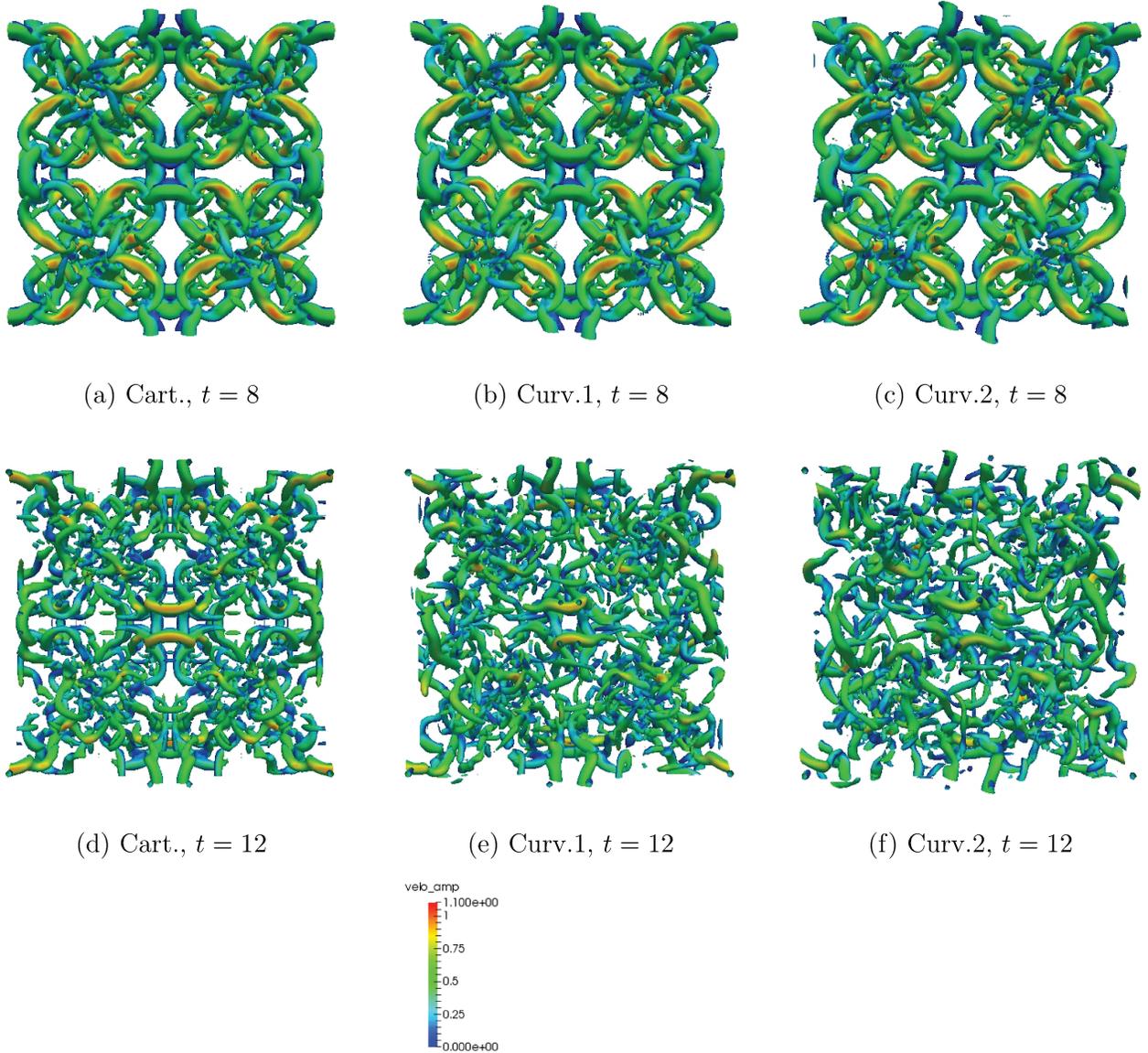


FIGURE 2.14 – Iso-surfaces de critère Q ($Q = 5$) à $t = 8, 12$ en maillage intermédiaire colorées par l’amplitude de la vitesse

Les évolutions au cours du temps du niveau d’énergie cinétique turbulente moyenné sur le domaine E_k et de son taux de dissipation $\epsilon_1 = -\frac{dE_k}{dt}$ sont tracées sur les figures 2.15. Les résultats sont comparés à ceux obtenus en utilisant des schémas DRP (13 points dispersion-relation-preserving [8]) issus des travaux de Debonis [18]. On peut constater que le cas cartésien est en bon accord avec le cas de référence. Comme attendu, la qualité de maillage (déformation et résolution) influence la précision de calcul. Dans le cas où la résolution est la plus grossière, on constate une augmentation artificiellement trop rapide de la dissipation

de l'énergie cinétique turbulente. Il est à noter que l'emploi du filtre B conduit dans ce cas à exagérer cet effet, ce qui confirme la recommandation, précédemment émise à partir des tests précédents, d'éviter au maximum de l'employer. Cependant, ces résultats montrent que la déformation du maillage, tant qu'elle reste modérée, peut certes conduire à de légères imprécisions de la forme des structures, sans néanmoins affecter significativement les montants globaux de l'énergie cinétique turbulente moyenne et de son taux de dissipation. Ces résultats démontrent ainsi que les schémas d'approximation retenus sont susceptibles de se comporter de façon satisfaisante tant que la déformation des lignes du maillage reste modérée.

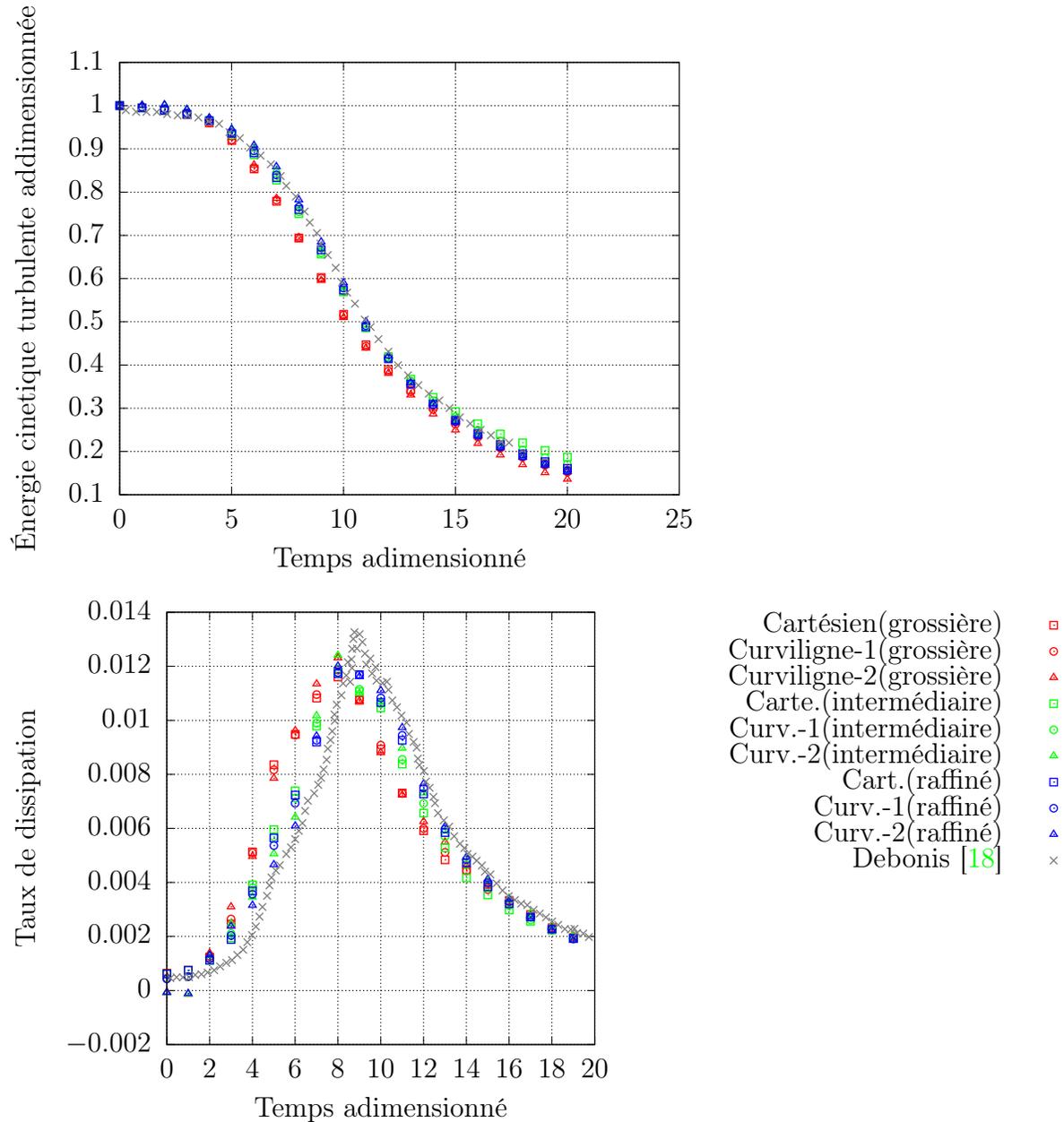


FIGURE 2.15 – Évolution temporelle de l'énergie cinétique du mouvement fluctuant moyenné sur le domaine E_k et de son taux de dissipation pour différents types de maillage.

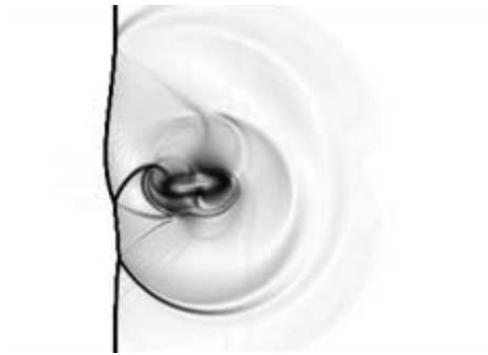
2.9 Interaction choc/tourbillon

Ce dernier cas test d'interaction choc/tourbillon a pour objectif de valider la procédure d'hybridation entre le schéma centré et le schéma WENO qui s'active près des chocs. Les maillages bi-dimensionnels employés, de longueur unitaire ($x_{ref} = 2.0$, $y_{ref} = 1.0$, voir les équations 2.65 et 2.66), sont construits de façon similaire à ceux utilisés pour les tests de propagation de perturbation acoustique (voir section 2.5.1). La résolution employée correspond à $N_\xi \times N_\eta = 512 \times 256$. Les résultats obtenus pour trois niveaux de déformation sont ici présentés ; $\alpha = 0$ (cas Cart.), $\alpha = 1$ (cas Curv.1) et $\alpha = 5$ (cas Curv.5). La définition de α correspond à celle donnée par l'équation 2.66. Les calculs ont été effectués sous les conditions suivantes : schéma WENO activé avec $\epsilon_{weno} = 0.1$, filtre A avec $\sigma = 0.1$, CFL = 0.5. La condition d'entrée (à gauche du domaine de calcul) correspond à la condition considérée en amont du choc. Une condition d'extrapolation est imposée sur les autres frontières du domaine. La perturbation de vorticité introduite (représentative du tourbillon incident) correspond à :

$$v_\theta = \begin{cases} v_m \frac{r}{a} & \text{si } r \leq a \\ v_m \frac{a}{a^2 - b^2} \left(r - \frac{b^2}{r} \right) & \text{si } r \leq a \leq b \\ 0 & \text{si } r > b \end{cases} \quad (2.76)$$

où v_m représente la vitesse angulaire maximale. Le rayon du coeur intérieur est $a = 0.075$ tandis que la zone extérieure annulaire a un rayon maximal égal à $a = 0.175$. Les conditions initiales sont sp  cifi  es par $\rho_1 = 1$, $u_1 = \sqrt{\gamma} M_s$, $v_1 = 0$, $P_1 = 1$ en amont du choc (région supersonique), et ρ_2 , u_2 , v_2 , P_2 dans la zone avale subsonique. Ces conditions sont d  termin  es a priori afin de satisfaire les conditions classiques de saut pour un choc stationnaire. La simulation est r  alis  e pour un nombre de Mach de choc égal à $M_s = 1.5$ et pour une intensité relative de la perturbation pilot  e par $M_v = v_m/c_1 = v_m/\sqrt{\gamma} = 0.9$. Le choc est situé à $x = 0.5$ et la position initiale du vortex est localis  e au point de coordonnées (0.25, 0.5).

La solution obtenue à l'instant intermédiaire du passage $t = 0,41$ est illustr  e sur la figure 2.16 pour les différents maillages utilisés via des visualisations pseudo-Schlieren (bas  es sur l'amplitude du gradient de densité). Les résultats obtenus sont comparés qualitativement avec ceux obtenus par Rault et al. [61]. On observe que le vortex initialement circulaire est compressé par le choc et qu'il prend progressivement une forme ellipsoïdale.    $t = 0.41$, on peut considérer que le vortex a globalement terminé de traverser le choc.    $t = 0.69$, cette forme ellipsoïdale devient plus étendue et se divise ensuite en deux nouveaux tourbillons. Le comportement est en bon accord avec les résultats de référence et est reproduit quel que soit le maillage considéré. L'influence de la déformation mod  r  e du maillage reste ici négligeable. La figure 2.17 montre la zone où le schémas WENO est activé au cas Curv.5 à $t = 0.41$. On voit que le schéma WENO s'active correctement dans une région restreinte autour du choc, permettant ainsi de limiter tout excès de dissipation numérique. Le test permet ainsi de confirmer que le schéma à capture de choc implémenté dans ce code fonctionne correctement en maillage curviligne.



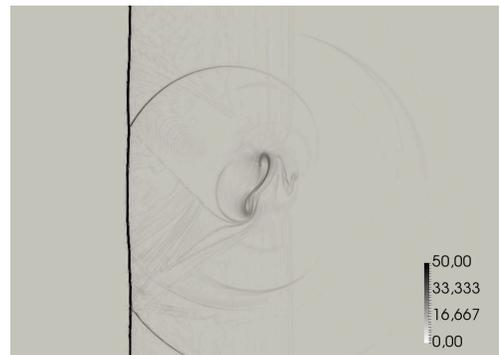
(a) Cas référence à $t = 0.41$ [61]



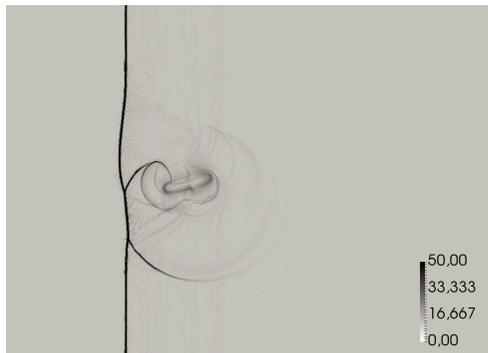
(b) Cas référence à $t = 0.69$ [61]



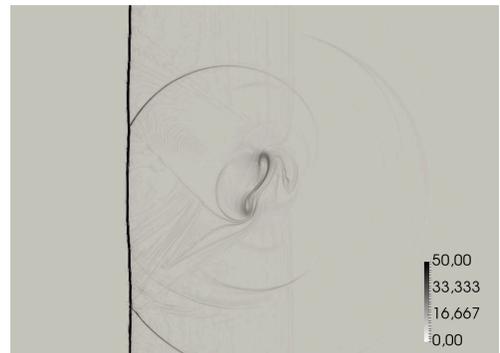
(c) Cart à $t = 0.41$



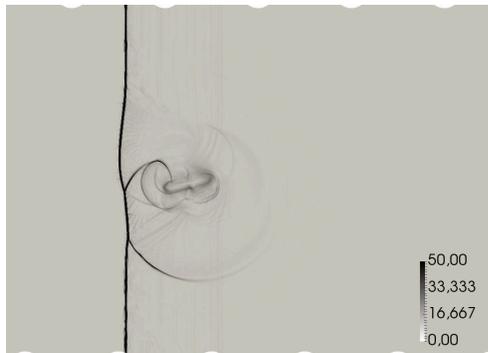
(d) Cart à $t = 0.69$



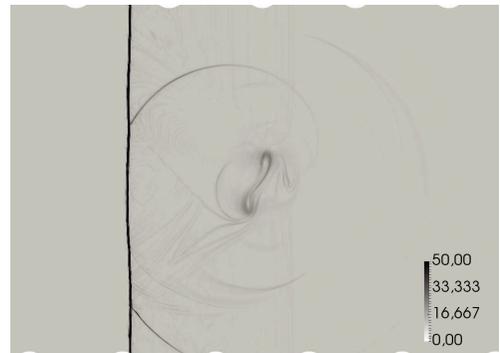
(e) Curv.1 à $t = 0.41$



(f) Curv.1 à $t = 0.69$



(g) Curv.5 à $t = 0.41$



(h) Curv.5 à $t = 0.69$

FIGURE 2.16 – Évolution de la structure de l'interaction choc/tourbillon observé par visualisation pseudo-Schlieren (basé sur la masse volumique).

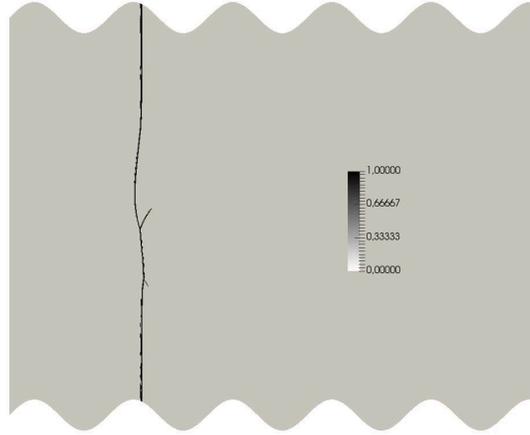


FIGURE 2.17 – Visualisation de la zone d’activation (en noir) du schéma WENO pour le cas test d’interaction choc/tourbillon avec le maillage Curv.5 à $t = 0.41$).

2.10 Conclusions

Les méthodes numériques utilisées dans ces travaux ont été détaillées. Une formulation curviligne, sous forme adimensionnée, des équations de Navier-Stokes est considérée. La résolution numérique adoptée vise la réalisation d’un compromis délicat entre précision et robustesse, permettant d’aborder des simulations d’interaction choc/turbulence en géométrie complexe. Elle est basée sur l’emploi de schémas hybrides aux différences finies, basculant de schémas centrés optimisés d’ordre 6 à des schémas WENO d’ordre 5 en formulation par différences finies. Les schémas Runge-Kutta d’ordre quatre utilisé pour l’intégration en temps et les conditions aux limites utilisées ont été précisées. Différents cas tests ont été effectués afin de valider l’implémentation des schémas dans le code et caractériser leur comportement sur des maillages curvilignes pouvant présenter différents niveaux de raffinement et/ou de déformation. Ces paramètres sont cruciaux et doivent nécessairement être pris en compte lors de la construction des maillages afin d’éviter toute perte excessive de précision lors de la simulation. Il a notamment été confirmé que la précision se dégrade rapidement lorsque la variation d’orientation d’une ligne de maillage devient trop importante (typiquement entre 3 et 5 degrés de point à point, soit 30 à 50 degrés sur la longueur du stencil total utilisé). Une contrainte beaucoup plus forte (variation de moins de 2 degrés de point à point typiquement le long de la molécule de calcul) est retenue pour construire les maillages qui seront utilisés dans la suite afin de réaliser les simulations de couches limites en interaction avec une rampe. Les cas tests de diffraction acoustique de pulse ou de source harmonique sur un cylindre ont confirmé que le choix retenu pour le traitement de la paroi restait satisfaisant (utilisation d’un seul point fantôme et décentrage des stencils sur les derniers points de calcul) pour l’application visée. Les principales limites de l’outil développé ont été associées à l’emploi de filtres numériques qui semblent largement perfectibles. Des développements supplémentaires seront nécessaire afin de déterminer des approches plus pertinentes. Le cas test de Taylor Green Vortex nous a montré qu’une dégradation de précision peut néanmoins se compenser par la résolution de maillage. Le cas de l’interaction choc-vortex a finalement permis de conclure

que le schémas à capture de choc s'active correctement et permet d'assurer l'obtention de solutions stables même en présence de forts gradients locaux. La méthode ainsi détaillée et validée est mise en oeuvre pour les simulations de couches limites supersoniques sur parois courbes dont les résultats sont analysés dans le chapitre suivant.

Chapitre 3

Zone en amont de l'interaction

3.1 Description et configuration des calculs

Domaine et repère

Deux types d'indication de coordonnées sont utilisés dans les calculs des cas cylindrique et plan. Les repères adaptés à l'écoulement sont présentés sur la figure 3.1. L'axe x_1 désigne la direction longitudinale selon la ligne de géométrie y compris le long de la rampe. L'axe x_2 désigne la direction radiale et perpendiculaire à la paroi le long de la rampe. L'axe x_3 indique la direction tangentielle du cylindre (ou la direction de l'envergure dans le cas plan). Pour l'analyse de la configuration, on introduit aussi la direction longitudinale x qui ne suit pas la paroi de la rampe. La direction r désigne la direction radiale perpendiculaire à x ; elle ne suit pas la pente dans la zone de la rampe. L'origine du repère (x,r) est pris au centre du cylindre. Pour désigner la direction azimutale (ou l'envergure dans le cas plan) l'angle θ est utilisé qui correspond à la direction tangentielle x_3 en pratique.

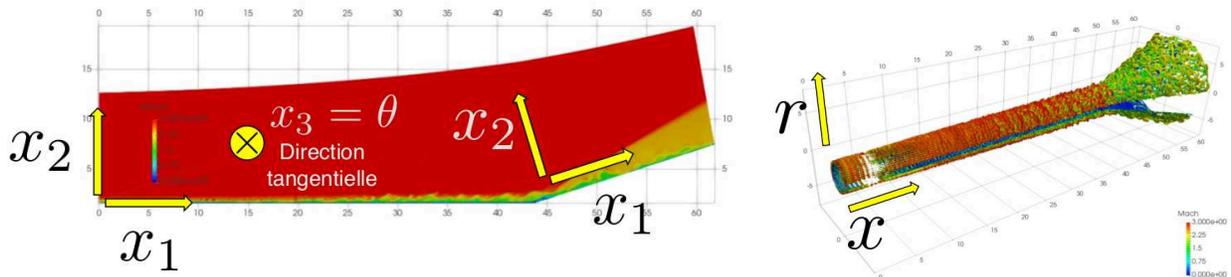


FIGURE 3.1 – Systèmes de coordonnées : repère local suivant la paroi (gauche) et repère cylindrique global (droite)

Maillage

Une coupe longitudinale du domaine de calcul est illustrée sur la figure 3.2. On décompose cette coupe en trois parties : la zone de transition ($N_{1-1} = 806$), la zone d'analyse ($N_{1-2} = 494$) où l'écoulement devient turbulent et la zone d'amortissement ($N_{1-3} = 364$).

Les distributions de points du maillage ont été définies de façon similaire à celle proposée par Adams [1]. Les choix sont les suivants :

- Direction longitudinale

L'intervalle de points dans la direction x_1 est tel que $\Delta x_1^+ < 11$ tout le long du domaine.

- Direction radiale

L'intervalle dans la direction radiale est distribué selon une série géométrique représentée par :

$$r_{k_3} = r_{k_3-1} + \Delta r_w r_g^{k_3-2} \text{ où } \Delta r_w = r_2 - r_1, r_g = 1.01(2 \leq k_3 \leq 35), 1.02(36 \leq k_3 \leq 90), 1.05(90 \leq k_3)$$

- Direction azimutale

L'intervalle des points en azimut vérifie dans la partie de domaine en amont de la rampe $\Delta x_3^+ < 5$ et il croît progressivement selon la pente de la rampe en satisfaisant $\Delta x_3^+ < 10$ à la fin du domaine d'analyse.

- Zone de proche paroi

Afin de résoudre les structures pariétales, le premier point en proche paroi est positionné de façon à satisfaire la condition $\Delta x_2^+ < 1$.

Ces paramètres sont présentés sur la Table 3.1 et ils sont communs pour les trois configurations étudiées ci-après.

Pour étudier l'effet de courbure sur la configuration cylindre/rampe conique, on considère trois cas de courbure différente, définie relativement à l'épaisseur de la couche limite : cas plan (courbure nulle), courbure $\delta_0/r_0 = 0.3$ et courbure $\delta_0/r_0 = 0.6$. La longueur azimutale (ou la longueur d'arc) à la paroi de la partie cylindrique est la même quelle que soit la courbure. Ainsi, les cas $\delta_0/r_0 = 0.3$ et $\delta_0/r_0 = 0.6$ présentent un angle central de 160° et 320° respectivement, comme indiqué sur la Table 3.2. Pour désigner désormais les trois cas dans ce rapport, nous les appelons : plan, $\delta_0/r_0 = 0.3$ et $\delta_0/r_0 = 0.6$.

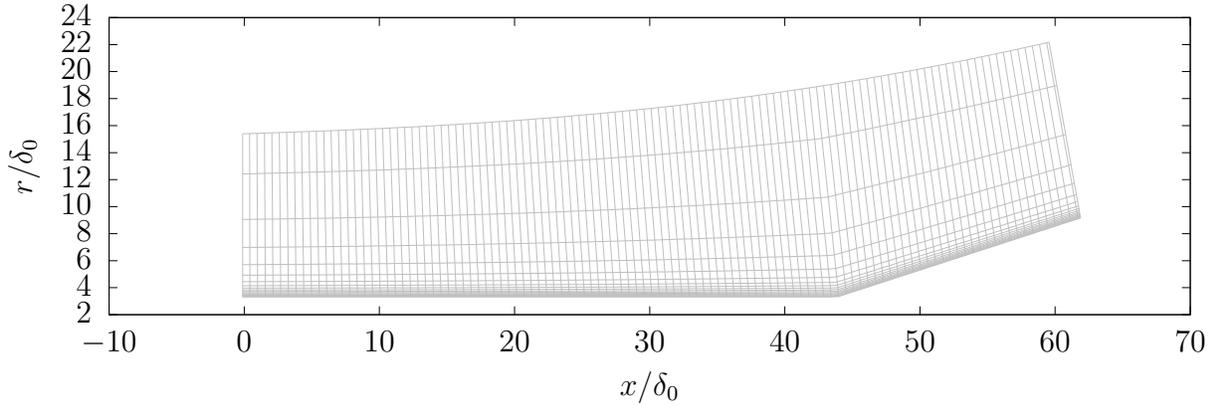


FIGURE 3.2 – Domaine de calcul, plan (x,r) , 1 point sur 15 en ξ et 1 sur 10 en ζ (cas plan) sont tracés.

Condition	N_1	N_2	N_3	L_1	L_2	L_3	Δx_1^+	Δx_2^+	Δx_3^+		
Cas 1,2,3	1664	448	160	$61.8\delta_0$	$12.1\delta_0$	(à l'entrée de domaine)	$9.29\delta_0$	(à la paroi de la partie cylindrique)	< 11	< 1	< 5 (en amont), < 10 (fin de la zone d'analyse)

TABLE 3.1 – Paramètres du maillage pour la simulation d'interaction de couche limite avec la rampe de compression

Condition	δ_0/r_0	angle centrale
Cas 1	plan	plan
Cas 2	0.3	160°
Cas 3	0.6	320°

TABLE 3.2 – Paramètres de la courbure

Position de référence et dimensionnement

Dans ces travaux, les longueurs et les dimensions sont adimensionnées par l'épaisseur de la couche limite de référence δ_0 . Elle est définie par l'épaisseur de la couche limite mesurée à la distance L_{dec} en amont du début de la zone de décollement pour le cas plan (voir en section 3.2 pour sa définition). A cette position, le nombre de Reynolds Re_θ vaut environ 1300 pour les trois cas. Par ailleurs, on introduit une position longitudinale de mesure pour

l'analyse des résultat à l'abscisse $x = 34.7\delta_0$, en amont de la zone de décollement. Cette position sera désignée dans la suite par P_{ref} .

Conditions physiques

Les données de l'écoulement considéré sont :

- Le nombre de Mach $Mach = 3$ à l'entrée du domaine
- La température $T_\infty = 107.1$ K,
- La masse volumique $\rho_\infty = 0.077$ kg/m³
- La vitesse de $U_\infty = 609.1$ m/s

Ces valeurs ont été définies par référence au cas de Wu et Martin [83].

Conditions de calcul

En entrée : afin d'éviter le coût élevé du calcul de la transition naturelle de l'état laminaire à l'état turbulent, une solution de forçage alternatif a été retenue. Elle consiste ici à considérer un profil de vitesse u_1 en puissance (1/7) selon :

$$u_{en,1}(r) = \begin{cases} U_\infty \left(\frac{x_2}{\delta_{pre}} \right)^{1/7} & \text{if } x_2 \leq \delta_{pre} \\ U_\infty, & \text{sinon} \end{cases}$$

et d'ajouter un ensemble de modes de perturbation stationnaire décrit par la relation (3.1)

$$u_{1,forage}(x_2) = u_{en,1}(x_2) + u_1(x_2) \begin{cases} 0.4 \sin\left(\frac{2\pi n_1 \theta}{\theta_{max}}\right) \left(1.0 + \sin\left(\frac{2\pi n_2 x_2}{\delta_{pre}}\right)\right), & \text{if } x_2 \leq \delta_{pre} \\ 0, & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.1)$$

où θ_{max} désigne l'angle θ maximal en azimuth, δ_{pre} est l'épaisseur de couche limite prévue et représenté a posteriori par l'épaisseur de couche limite développée avec $\delta_{pre} = 2\delta_0/3$. Les coefficients sont $n_1 = 42$ et $n_2 = 10$ et ont été choisis empiriquement sur la base de tests préliminaires.

En azimuth : Par un souci de coût numérique, une condition périodique a été mise en place en supposant l'homogénéité de l'écoulement dans la direction azimuthale (voir en section 3.3.1 pour la validité de cette hypothèse).

En sortie : Une condition d'extrapolation a été imposée comme l'écoulement est supersonique.

A la paroi : Une paroi non-glissante adiabatique a été considérée.

Paramètres numériques : Les calculs ont été effectués avec le schéma WENO activé avec la valeur $\epsilon_{weno} = 0.1$. Le nombre de CFL est de 0.8. Pour stabiliser le calcul, deux types de filtrage ont été utilisés : le filtre A avec $\sigma = 0.1$ pour la zone en amont de $x/\delta_0 \approx 33$, et le filtre B $\sigma = 0.2$ pour la zone en aval.

3.1.1 Mode de collecte des données

Dans tous les cas de calcul, des tests ont été menés au préalable afin d'obtenir une couche limite développée. La convergence de la vitesse u_1 a été évaluée dans la couche limite en fin de domaine d'analyse. Un temps de simulation équivalant à $t \approx 120\delta_0/U_\infty$ (nombre d'itérations : environ 13000, temps horloges : environ 5h, sur la machine Turing de l'IDRIS, ce qui est équivalent à environ 1280 nœud · heure). nécessaire pour obtenir la convergence de u_1 (à voir la figure 3.6). Ceci correspond à $N_t = 450$ échantillons correspondant à un intervalle de temps de $0.118\delta_0/U_\infty$ (nombre d'itération : environ 6800, temps horloges : environ 9h, ce qui est équivalent à environ 2300 nœud · heure).

On considérera des valeurs de champs moyennées et en temps et dans la direction azimutale, soit un nombre d'échantillons $N_e = N_3 \times N_t = 201600$. Pour les figures 3.10, 3.11, 3.12 et 3.13, le nombre d'échantillons considérés est réduit à $N_t = 50$ pour des raisons de stockage des données, soit un nombre total $N_e = N_3 \times N_t = 22400$.

Transitoire de calcul et collecte des données

On considère un temps de transitoire numérique suffisant avant de commencer les traitements statistiques. On introduit une sonde dans le cas plan à la position $(x_1 - x_{rampe}, x_2) = (8.63\delta_0, 0.043\delta_0)$. La figure 3.3 montre l'évolution temporelle de la vitesse u_1 en ce point sonde. Pour obtenir une couche limite développée, il faut attendre que l'écoulement perturbé généré par le forçage en entrée arrive au niveau du point sonde au temps $tU_\infty/\delta_0 \approx 85$. La figure 3.4 montre $(u_1)_a$, l'évolution de la moyenne cumulée de la vitesse u_1 en fonction du temps de calcul. On constate que la moyenne de u_1 tend à converger. Entre les temps $tU_\infty/\delta_0 = 115$ et 118, l'écart entre les valeurs extremum est d'environ 5% de la valeur moyenne. Ceci nous permet de considérer qu'à partir du temps $tU_\infty/\delta_0 \approx 118$ la couche limite est suffisamment développée. Ce temps est retenu comme indiquant la fin du transitoire de calcul initial après le début du forçage en amont. Dans la suite, le temps initial pour le cumul des échantillons pour la collecte des données est $tU_\infty/\delta_0 \approx 118$. La convergence du moment 2 ($\sqrt{u^2_1}$) est aussi montrée dans la figure 3.5. On voit que $\sqrt{u^2_1}$ converge vers $0.1U_\infty$. La valeur maximale après $tU_\infty/\delta_0 = 86$ est 0.118 à $tU_\infty/\delta_0 = 86.6$, la minimale est 0.0850 à $tU_\infty/\delta_0 = 117.1$ (le changement large que l'on voit avant $tU_\infty/\delta_0 = 86$ est lié à l'arrivée de perturbations initialement associées à l'activation du forçage). La variation entre ces deux points vaut 0.0325. Alors que par exemple entre $tU_\infty/\delta_0 = 115$ et $tU_\infty/\delta_0 = 118$, la variation vaut 0.00236. Cela correspond à environ 7% de la variation maximale après $tU_\infty/\delta_0 = 86$. Cela confirme que le transitoire de calcul est terminé à partir de $tU_\infty/\delta_0 \approx 118$.

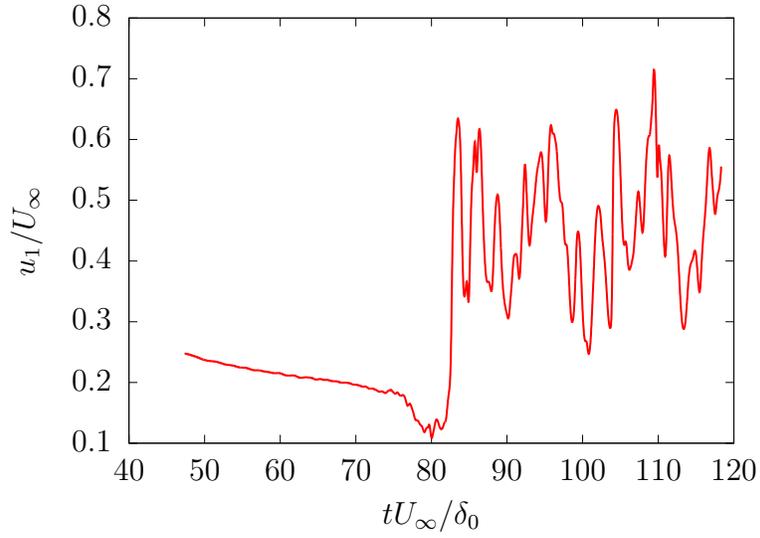


FIGURE 3.3 – Évolution temporelle de la vitesse u_1 mesurée au point $(x_1 - x_{rampe}, x_2) = (8.63\delta_0, 0.043\delta_0)$

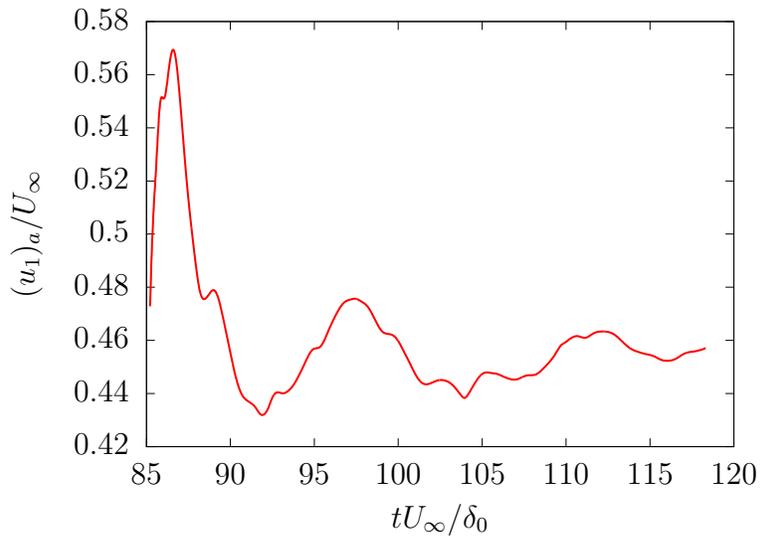


FIGURE 3.4 – Évolution de $(u_1)_a$ la moyenne cumulée de la vitesse u_1 mesurée au point $(x_1, x_2) = (8.63\delta_0, 0.043\delta_0)$

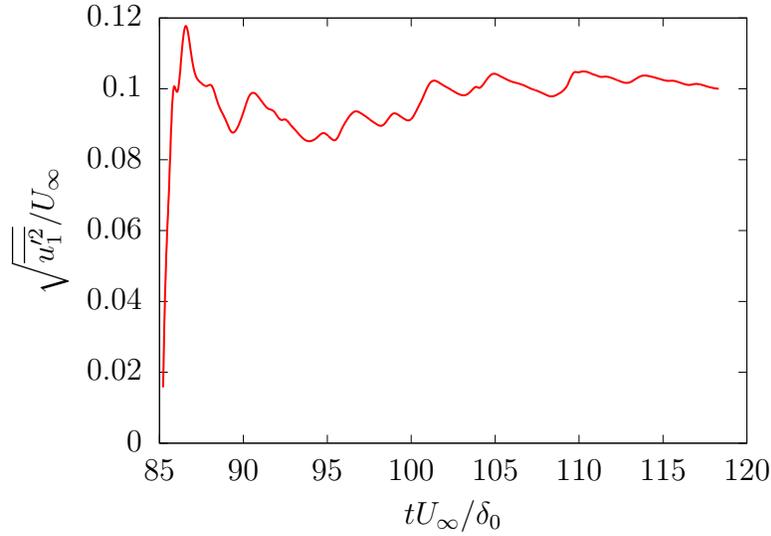
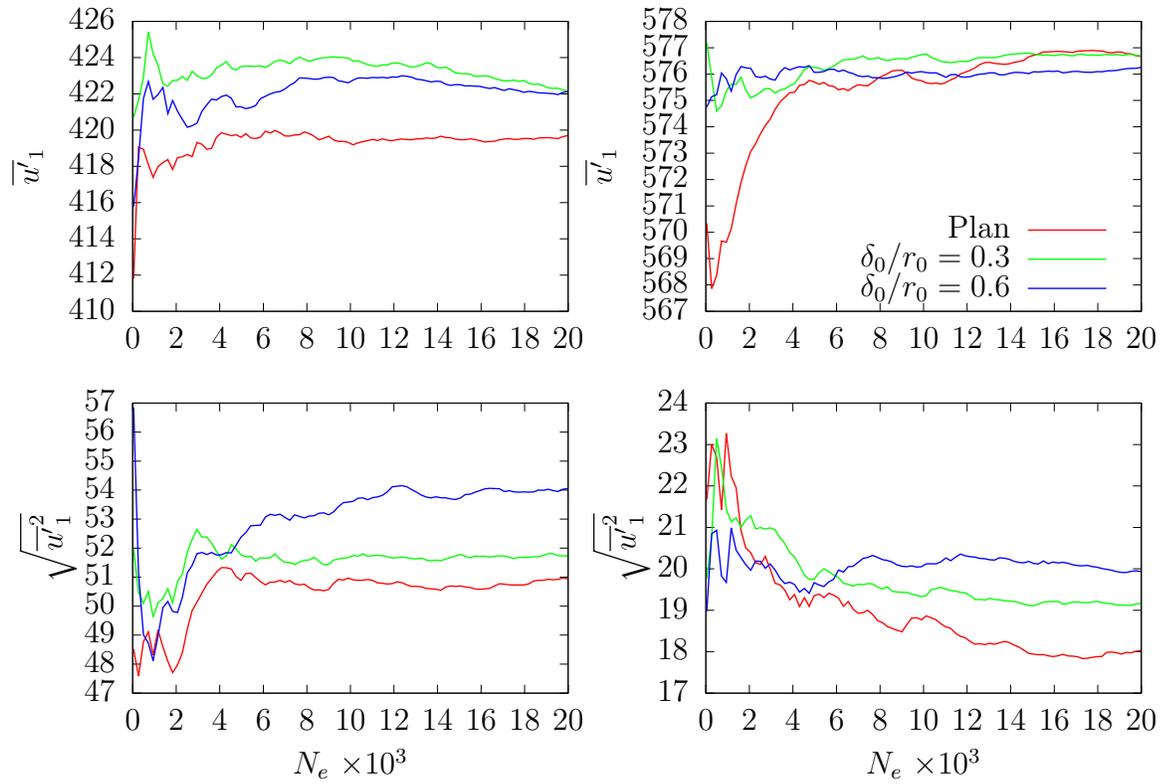
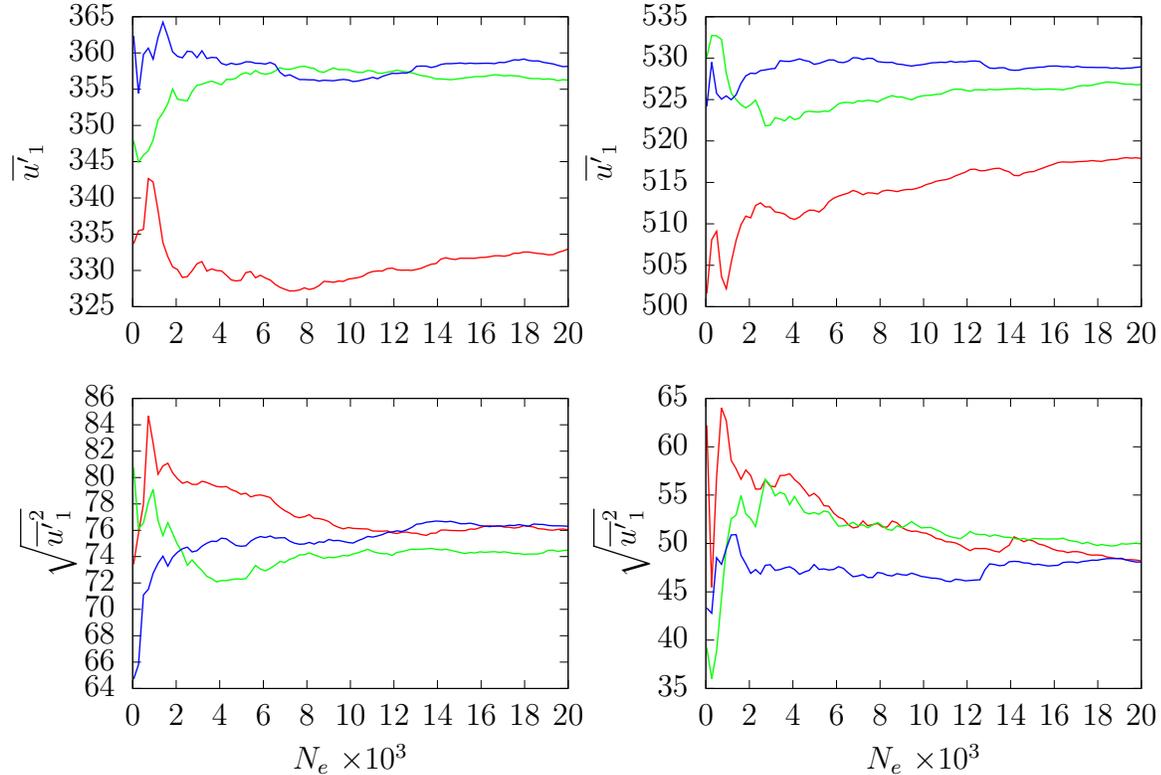


FIGURE 3.5 – Évolution du moment d’ordre 2 mesuré au point $(x_1, x_2)=(8.63\delta_0, 0.043\delta_0)$

Pour valider les statistiques, il est ensuite nécessaire d’accumuler un nombre d’échantillons suffisant pour capturer les caractéristiques de l’écoulement. La figure 3.6 montre la convergence des moments d’ordre 1 ($\overline{u_1}$) et 2 ($\sqrt{\overline{u_1^2}}$). Ces valeurs ont été obtenues à deux positions longitudinales, en amont de la zone de décollement P_1 et en aval de la zone de décollement P_4 (voir en section 4.1 pour sa définition détaillée), et à deux positions radiales $0.2\delta_l$ et $0.8\delta_l$. Les valeurs sont moyennées en azimut. Aux deux positions radiales dans la couche limite et aux deux positions longitudinales, on observe bien la convergence des moments.



(a) En amont : position radiale $0.2\delta_l$ (à gauche) et $0.8\delta_l$ (à droite)



(b) En aval, position radiale $0.2\delta_l$ (à gauche) et $0.8\delta_l$ (à droite)

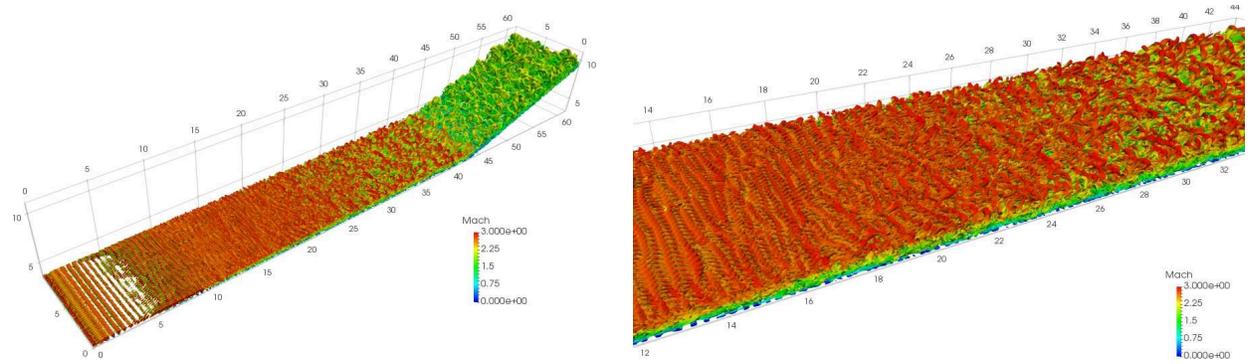
FIGURE 3.6 – Évolution des moments d'ordre 1 et 2 en fonction du nombre d'échantillons considéré

3.2 Caractérisation de la zone de transition et croissance de la couche limite

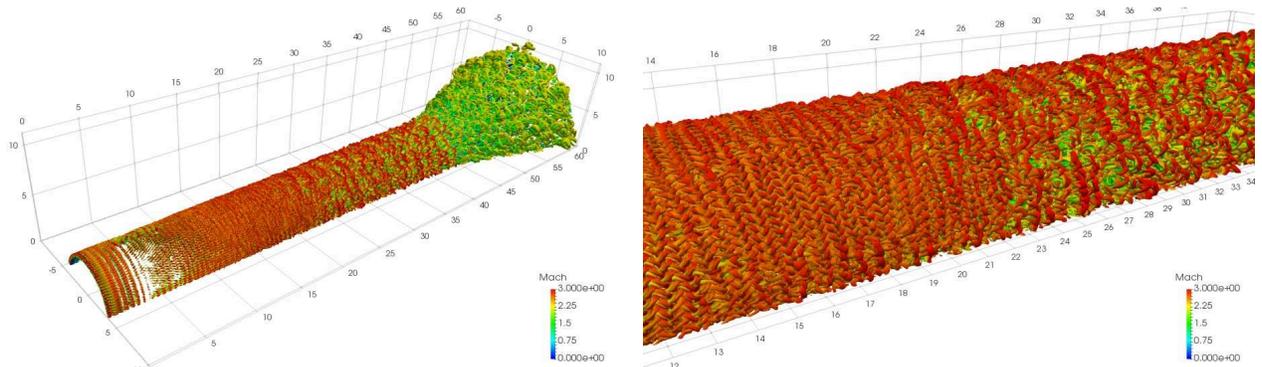
Nous nous focalisons ici sur la zone de transition de la couche limite.

Vue globale tridimensionnelle

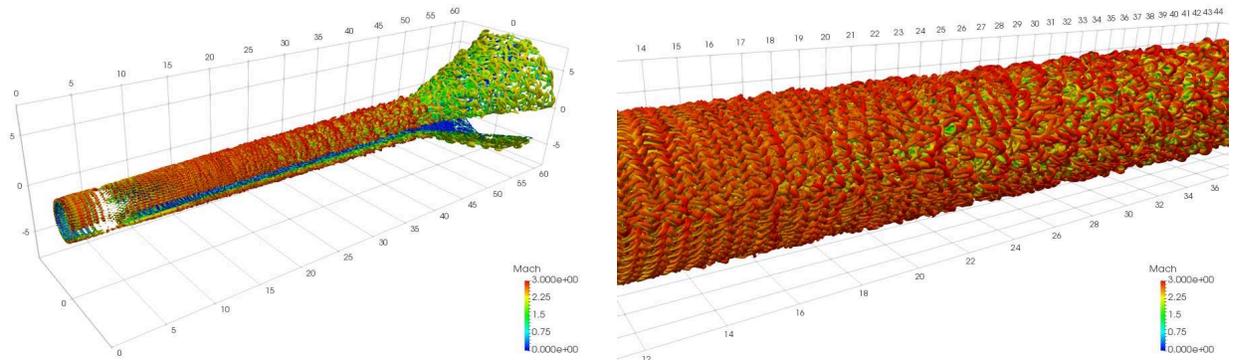
Nous nous intéressons d'abord à une vue globale des structures de la couche limite. La figure 3.7 montre les structures turbulentes visualisées par la valeur du critère Q . Les perturbations sinusoïdales du forçage imposé en entrée (voir 2.4) sont bien visibles jusqu'à $x/\delta_0 \approx 20$. Les structures tourbillonnaires dans la zone amont sont régulières et fortement corrélées dans les directions azimutale et longitudinale. Par la suite l'écoulement en proche paroi commence à évoluer. On se focalise sur la zone autour de $x/\delta_0 = 22$ (partie droite de la figure). On constate que les structures pariétales sont régulières au début de la zone puis les tourbillons commencent à perdre leurs formes régulières, de manière aléatoire. Il semble que les vortex autour de $x/\delta_0 = 26$ ont des structures homogènes dans les directions azimutale et longitudinale.



(a) Cas plan



(b) Cas $\delta_0/r_0 = 0.3$



(c) Cas $\delta_0/r_0 = 0.6$

FIGURE 3.7 – Structures pariétales visualisées par le critère Q , les repères signifiant la longueur adimensionnée par δ_0

Un élargissement des structures pariétales est proposé sur la figure 3.8. On observe bien les tourbillons en épingle à cheveux en proche paroi caractéristique d'une couche limite turbulente. Aucune régularité azimutale et longitudinale ne peut s'observer. Chaque tourbillon se situe aléatoirement par rapport aux tourbillons voisins, suggérant que la couche limite ne ressent plus l'influence amont du forçage.

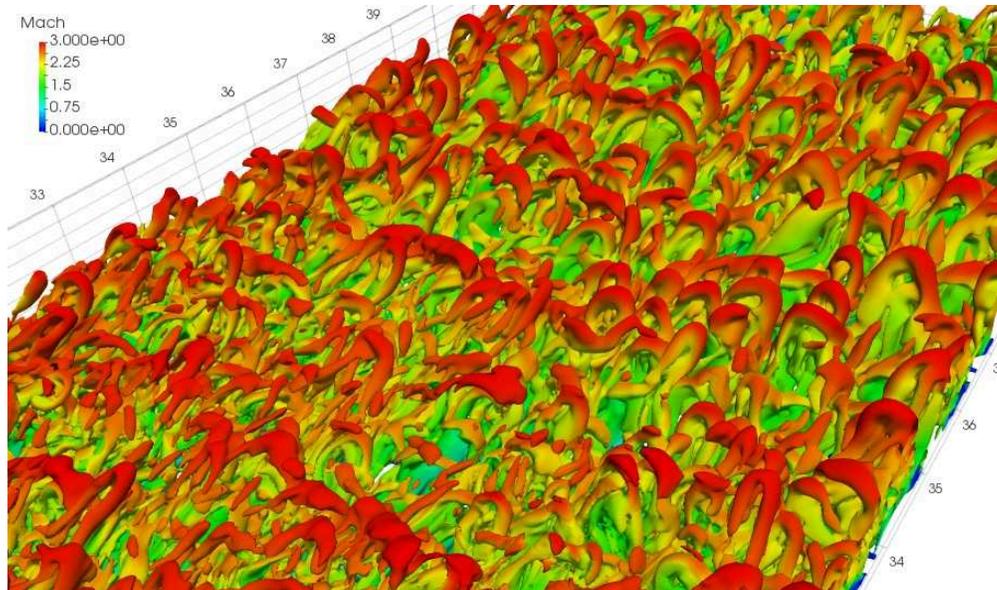
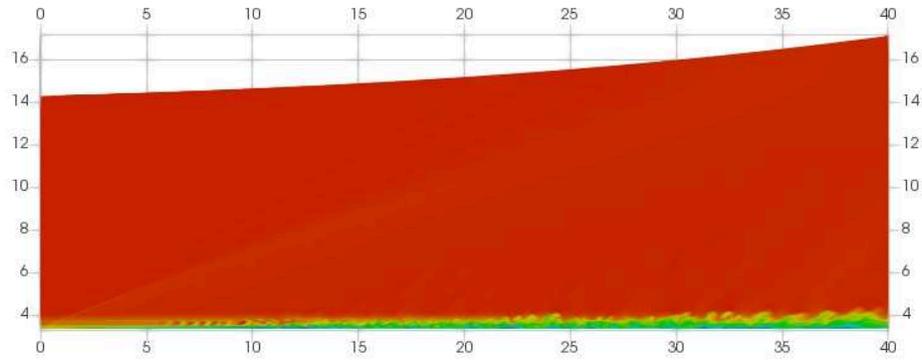


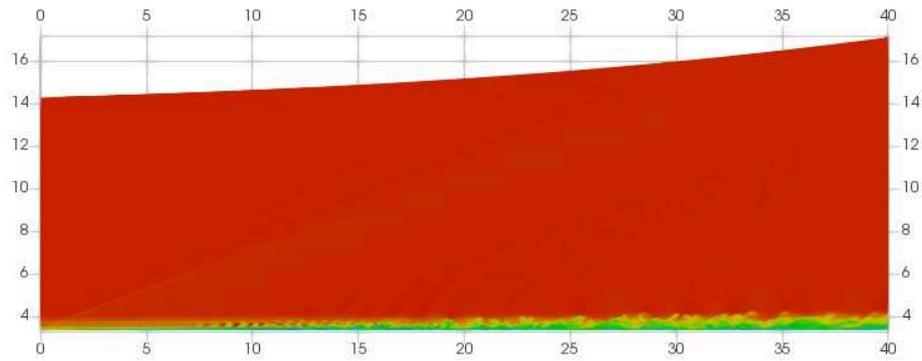
FIGURE 3.8 – Zoom des structures pariétales visualisées par le critère Q

Coupe longitudinale

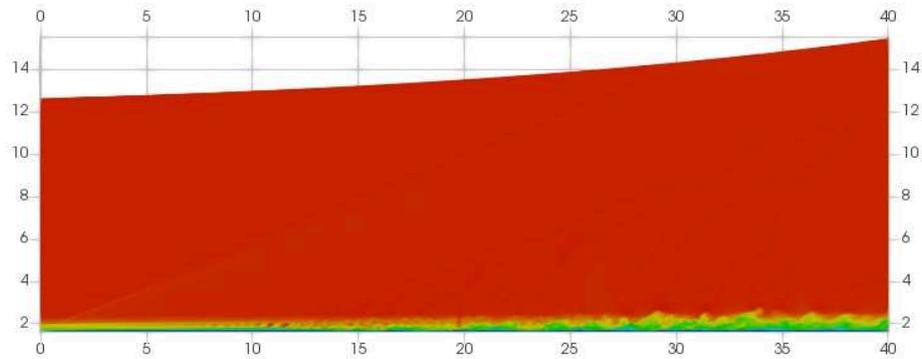
On effectue des coupes longitudinales dans le domaine de calcul dans la région où la transition s'opère. La figure 3.9 montre le champ instantané de nombre de Mach. On aperçoit clairement l'effet du forçage jusqu'en $x/\delta_0 \leq 15$. Et puis on constate que la couche limite s'épaissit brutalement vers $x/\delta_0 = 20$ avec un changement des structures pariétales comme mentionné précédemment. On voit qu'après $x/\delta_0 \approx 25$, la couche limite se développe plus progressivement. Dans cette région, on observe des comportements caractéristiques de structures externe en couche limite turbulente (*large scale motion* (LSM)). Les structures maintiennent une cohérence élevée, interagissent lentement en restant inclinés par rapport à la direction longitudinale [24]. Par ailleurs, on ne constate pas à ce stade de différence significative entre les trois cas de courbure transverse.



(a) Cas plan



(b) Cas $\delta_0/r_0 = 0.3$



(c) Cas $\delta_0/r_0 = 0.6$

FIGURE 3.9 – Champ de nombre de Mach instantané, les repères signifient x/δ_0 et r/δ_0

Coefficient de frottement

Le coefficient de frottement est défini par la relation suivante :

$$C_f = \frac{\rho u_\tau^2}{\frac{1}{2}\rho_\infty U_\infty^2} = \frac{2\tau_w}{\rho_\infty U_\infty^2} \quad (3.2)$$

La figure 3.10 montre l'évolution du coefficient de frottement dans la direction x pour les trois cas considérés. On voit que le C_f commence à augmenter vers $x/\delta_0 = 10$ quelle

que soit la courbure, signe du début du développement d'une couche limite. On constate que le coefficient C_f croît plus brutalement quand la courbure augmente. Puis il se met à diminuer progressivement selon x après la zone de transition. Ce comportement est consistant avec le comportement attendu lors d'une transition laminaire/turbulente en couche limite. ([16], par exemple). Un léger pic artificiel situé à l'abscisse $x/\delta_0 = 33$ semble ici être généré par le changement de type de filtrage (voir en section 3.1). En fin de la zone de transition ($x/\delta_0 \approx 40$), on atteint un niveau comparable à ceux relevés dans diverses études de couches limites supersoniques pour des nombres de Reynolds sensiblement plus élevés : Résultats d'Adams à Mach 3 [2] : $C_f \simeq 0.002$, Wu et Martin à Mach 2.9 [83] : $C_f \simeq 0.00217$, Bookey et al. à Mach 2.9 [10] : $C_f \simeq 0.00225$.

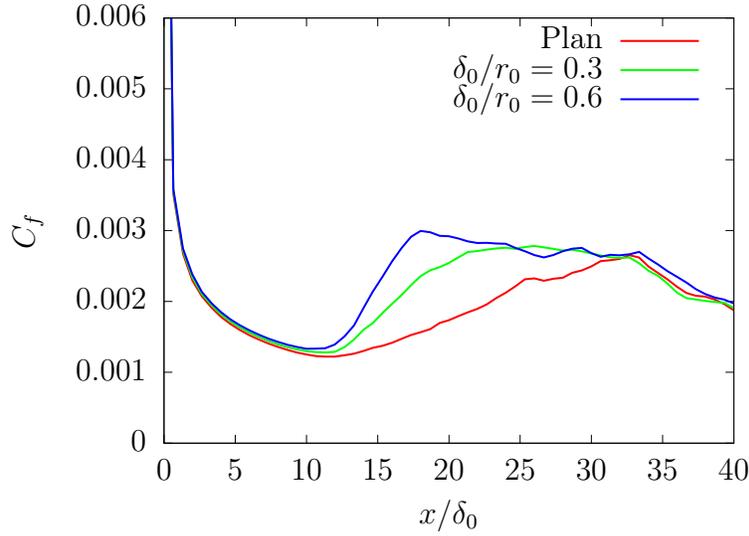


FIGURE 3.10 – Evolution du coefficient de frottement dans la direction x

Les épaisseurs de couche limite et le facteur de forme

On introduit différentes épaisseurs caractéristiques de la couche limite.

i) L'épaisseur δ est défini comme la distance où la vitesse transformée de van Driest $\bar{u}_{1,vD}^+ = u_1/\bar{u}_\tau$ atteint 99% de la vitesse de l'écoulement moyen U_∞ . La vitesse de frottement u_τ s'exprime comme $\bar{u}_\tau = \sqrt{\bar{\tau}_w/\bar{\rho}_w}$. $\bar{\tau}_w = \bar{\mu}(\partial\bar{u}_1/\partial x_1)$. La vitesse transformée $\bar{u}_{1,vD}^+$ est donnée par l'équation suivante (voir [23]).

$$\bar{u}_{1,vD}^+ = \int_0^{\bar{u}_1^+} \left(\frac{\bar{\rho}}{\bar{\rho}_w} \right)^{1/2} d\bar{u}_1^+ \quad (3.3)$$

ii) L'épaisseur de déplacement δ^* dans le cas plan est donnée par (voir [16], p. 485),

$$\delta^* = \int_0^e \left(1 - \frac{\rho u}{\rho_e u_e} \right) dx_2 \quad (3.4)$$

où e correspond au bord de couche limite tel que défini ci-dessus.

Dans le cas cylindrique, en prenant en compte l'effet de courbure, on peut la définir comme [56],

$$\delta^* = \int_0^e \left(1 - \frac{\rho u}{\rho_e u_e}\right) \frac{x_2}{a} dx_2 \quad (3.5)$$

où a est le rayon du cylindre.

iii) L'épaisseur de quantité de mouvement θ dans le cas plan est donnée par (voir [16], pp.485),

$$\theta = \int_0^e \frac{\rho u}{\rho_e u_e} \left(1 - \frac{u}{u_e}\right) dx_2 \quad (3.6)$$

Dans le cas cylindrique, elle s'écrit :

$$\theta = \int_0^e \frac{\rho u}{\rho_e u_e} \left(1 - \frac{u}{u_e}\right) \frac{x_2}{a} dx_2 \quad (3.7)$$

iv) Le facteur de forme H est défini comme le rapport δ^*/θ (voir White [80], pp.529).

Les figures 3.11 à 3.13 montrent l'évolution des épaisseurs δ , δ^* , θ et du facteur de forme H dans la direction x .

On observe un changement de pente dans les profils notamment θ , H et Re_θ un peu avant $x/\delta_0 \simeq 15$, comme observé sur le coefficient de frottement. Ceci résulte du changement d'organisation évoqué précédemment lors des visualisations tri-dimensionnelles. Cet effet est un passage de la couche limite fortement organisée par l'effet du forçage amont à celle qui commence à se développer de manière aléatoire au début de la zone de transition. Par ailleurs, on note que δ croît depuis le début du domaine et n'est pas fortement affectée par les changements mentionnés ci-dessus.

On peut comparer nos résultats avec ceux issus de la littérature. Dans le cas d'Adams au nombre de Reynolds $Re_\theta = 1685$ [2], il est rapporté $\delta^*/\delta_0 = 0.42$ et $\theta/\delta_0 = 0.08$. Nos données sont du même ordre de grandeur.

Le facteur de forme d'une couche limite compressible sur plaque plane peut s'exprimer en fonction du nombre de Mach de l'écoulement moyen M_∞ (voir Cousteix [16], pp.502) selon la relation suivante :

$$\frac{\delta^*}{\theta} = 1.4 + 0.4M_\infty^2 \quad (3.8)$$

Pour un Mach $M_\infty = 3$, cela nous donne $H = 5$. Dans le cas d'Adams [2] à Mach 3, H est autour de 5.26. Dans nos calculs, H varie autour 4 à l'abscisse $x/\delta_0 = 40$. Sans doute la couche limite n'est pas parfaitement développée mais on se trouve dans un régime quasi-stabilisé à partir de $x/\delta_0 \gtrsim 35$. On peut s'attendre à observer des comportements et des dynamiques de couche limite caractéristique d'un régime turbulent.

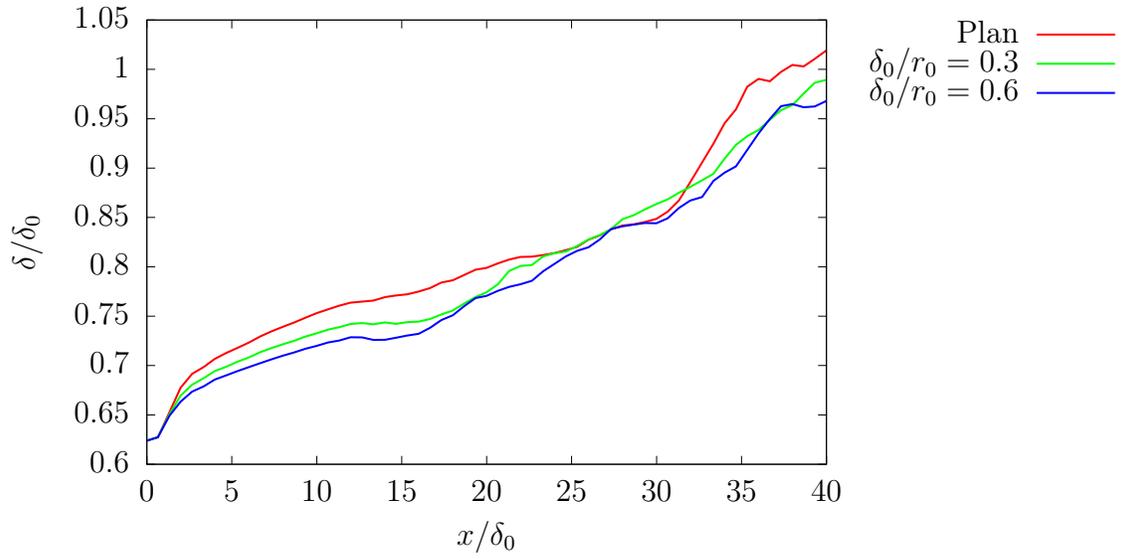


FIGURE 3.11 – Évolution de l'épaisseur de couche limite.

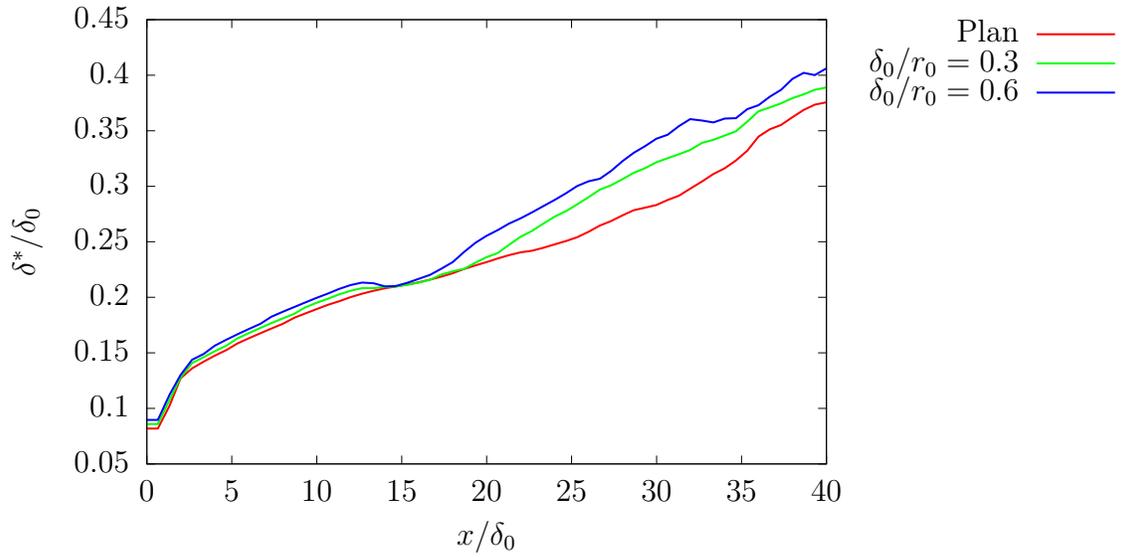


FIGURE 3.12 – Évolution de l'épaisseur de quantité de déplacement

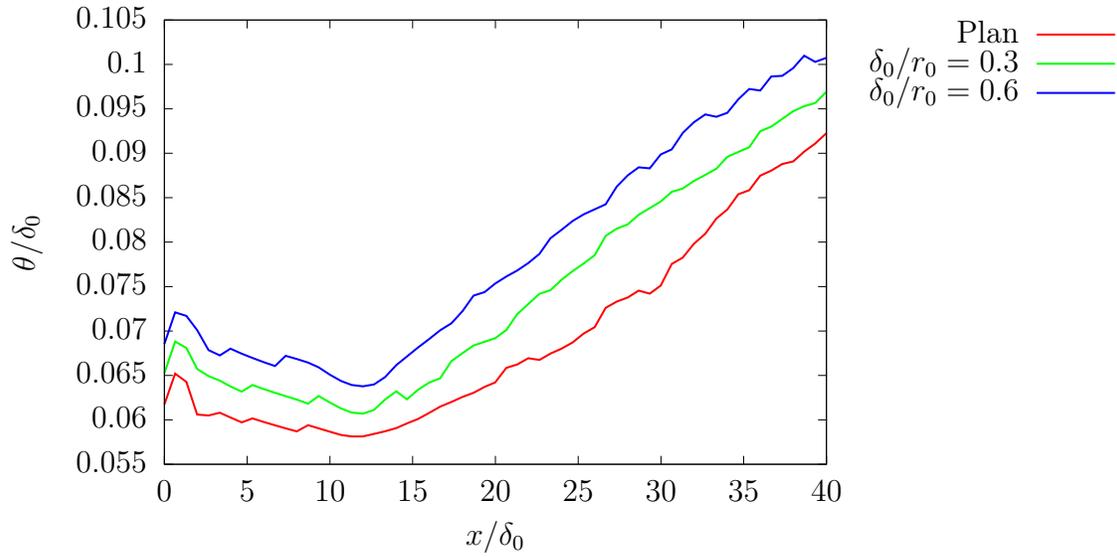


FIGURE 3.13 – Évolution de l'épaisseur de quantité de mouvement

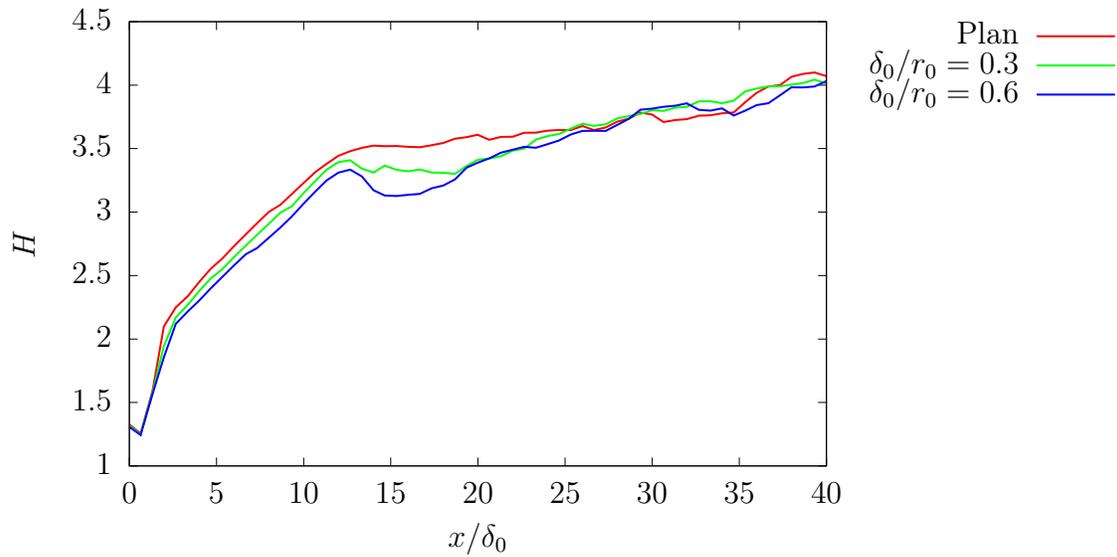


FIGURE 3.14 – Évolution du facteur de forme.

Les évolutions des nombres de Reynolds Re_θ et Re_τ sont finalement tracées sur les figures 3.15 et 3.16. Pour Re_θ , les valeurs varient entre 1200 et 1400 pour les trois cas après le passage de la zone de transition. Re_τ vaut environ 250.

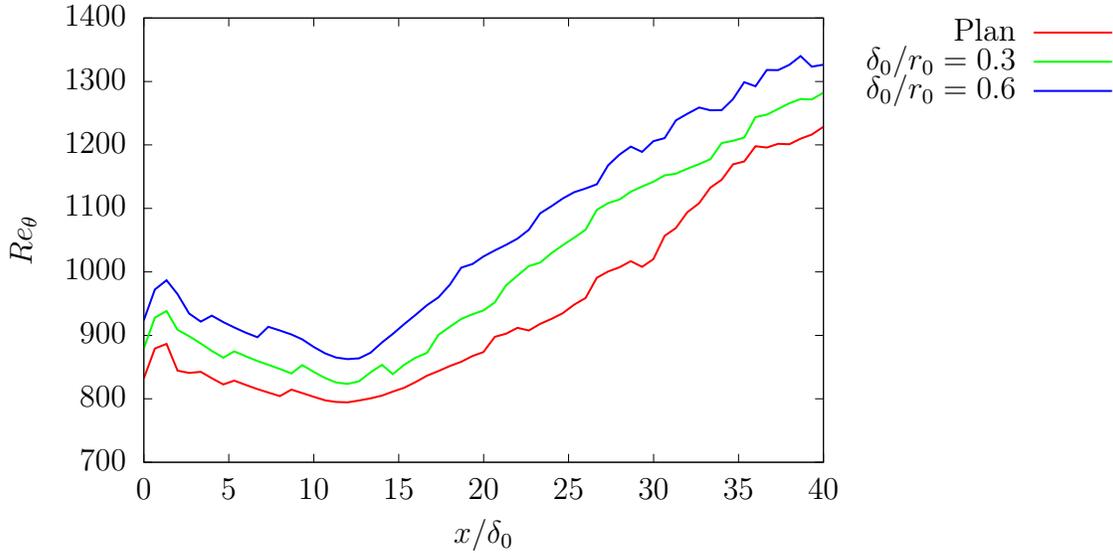


FIGURE 3.15 – Évolution du nombre de Reynolds Re_θ

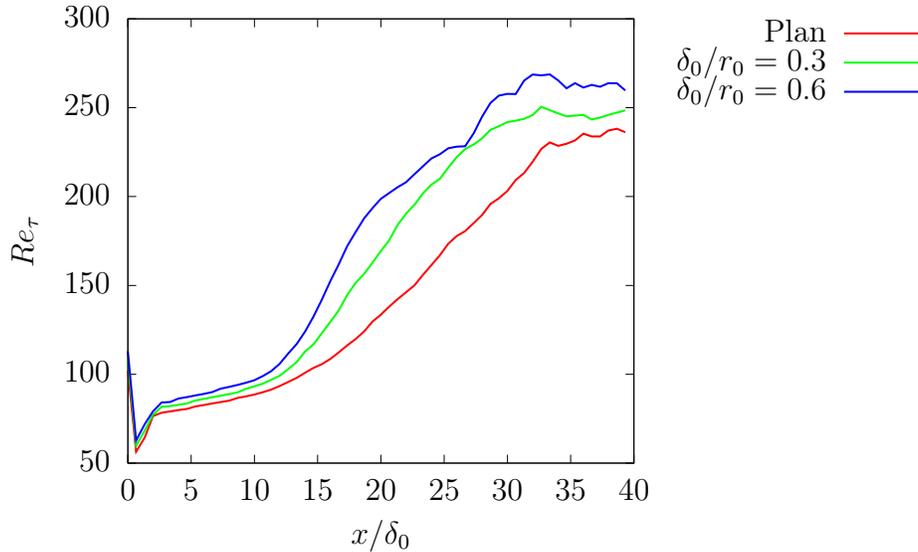


FIGURE 3.16 – Évolution du nombre de Reynolds Re_τ

On s'intéresse maintenant au profil de vitesse moyenne $\bar{u}_{1,vD}^+$ (voir 3.3 pour sa définition). Le profil évalué à la position P_{ref} est tracé sur la figure 3.17. On observe les différentes régions caractéristiques d'une couche limite turbulente : la sous-couche visqueuse ($0 < x_2^+ < 4$), la zone tampon ($5 < x_2^+ < 40$), la zone logarithmique *log-law* ($50 < x_2^+ < 100$) où la vitesse suit la loi de log et enfin la région externe ($100 < x_2^+$). Sur la figure sont ajoutés pour comparaison les profils obtenus par Wu et Martin [83] (configuration plane à $Re_\theta = 2300$) et par Adams [2] ($Re_\theta = 1685$). On constate un décalage de nos résultats par rapport à ces données. Plus précisément la vitesse adimensionnée est plus élevée dans la région log. Ceci semble pouvoir principalement s'expliquer par un nombre de Reynolds Re_θ plus faible dans nos simulations.

Un tel décalage peut s’observer en effet en fin de régime transitionnel quand le régime turbulent n’est pas encore parfaitement établi (voir notamment Wu et Moin [85] et Klewicki et al.[41]).

Les principales différences entre les cas de différente courbure sont principalement visibles dans la zone externe de la couche limite ($100 < x_2^+$). Les niveaux de vitesse non-adimensionnée restent assez proches dans la zone externe de la couche entre les différents cas et ce décalage visible dans cette représentation est en grande partie lié au changement de la vitesse de frottement u_τ qui varie en fonction des cas.

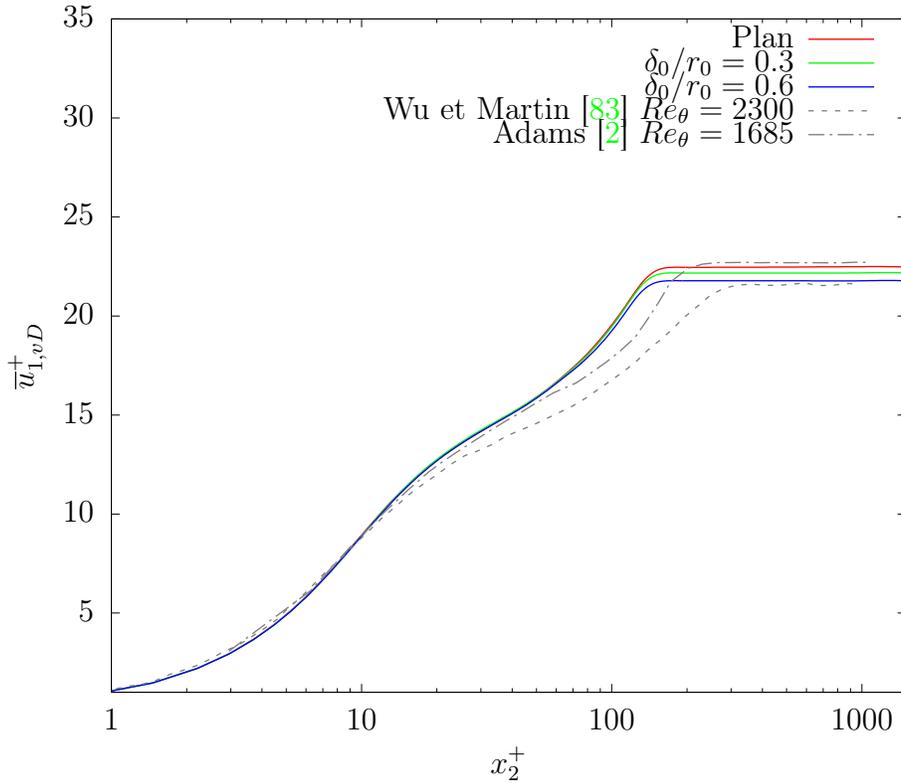


FIGURE 3.17 – Profil de vitesse moyenne (van Driest)

Le déficit de vitesse longitudinale $(\bar{u}_1 - U_e)/U_e$ est présenté sur la figure 3.18. La distance à la paroi x_2 est adimensionnée par δ_l , valeur locale de l’épaisseur de couche limite δ . Le profil issu des travaux de Wu et Martin [83] est ajouté pour comparaison. Comme évoqué précédemment, nos trois cas présentent une forme de profil moins turbulent que le cas de référence car le nombre de Reynolds Re_θ est plus faible. Les cas cylindriques présentent une vitesse légèrement supérieure au cas plan pour $0.1 \lesssim x_2/\delta_l \lesssim 0.5$, ce qui est consistant avec les observations générales d’un profil plus plein de vitesse quand la courbure est plus prononcée.

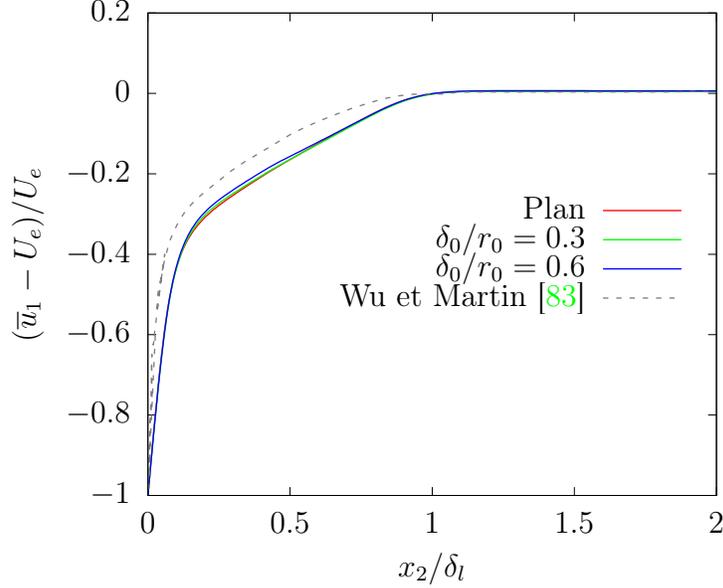


FIGURE 3.18 – Déficit de vitesse longitudinale

3.3 Effet de courbure sur la structure de la turbulence

3.3.1 Effet du forçage amont

Comme décrit en section 2.4, le forçage amont retenu utilise des ondes sinusoïdales stationnaires dans les directions azimutale et radiale sur l'épaisseur de la couche limite. Des effets de multiples sillages sont ainsi ajoutés et le profil d'entrée s'apparente finalement davantage à celui d'une couche limite en aval d'une grille. Le bruit numérique est suffisant pour déclencher la transition naturellement sur cet écoulement nettement plus instable. Il s'agit de vérifier ici comment l'écoulement s'homogénéise en aval de la zone de transition. Pour vérifier cette influence, le champ de vitesse moyenne $(\langle u_1 \rangle_t - \langle u_1 \rangle_{t,az})/U_\infty$ (où $\langle u_1 \rangle_t$ désigne la moyenne temporelle de u_1 en un point donné et $\langle u_1 \rangle_{t,az}$ est la moyenne temporelle et azimutale de u_1) est tracé sur la figure 3.19 pour des plans situés à différentes distances x_2^+ : en proche paroi $x_2^+ \approx 7$, dans la zone logarithmique $x_2^+ \approx 46$ et en haut de la couche limite $x_2^+ \approx 170$ (x_2^+ est évaluée à la position P_{ref}). En $x_2^+ \approx 7$ et $x_2^+ \approx 46$, des modulations azimutales de la vitesse moyenne restent observables, quoique d'amplitude modérée (de l'ordre de quelques pourcents de la vitesse à l'infini). On s'aperçoit que les stries stationnaires conservent des ondulations dues au forçage avec une amplitude de fluctuation d'environ 5% par rapport à la vitesse infinie U_∞ . En haut de la couche limite, en $x_2^+ \approx 170$, l'effet du forçage est en revanche très faible. On note ainsi que les structures typiques de couche limites se ré-organisent de façon non parfaitement aléatoires après le processus de transition et que la distance de développement de la couche limite en aval reste trop faible pour obtenir un écoulement parfaitement homogène en azimut.

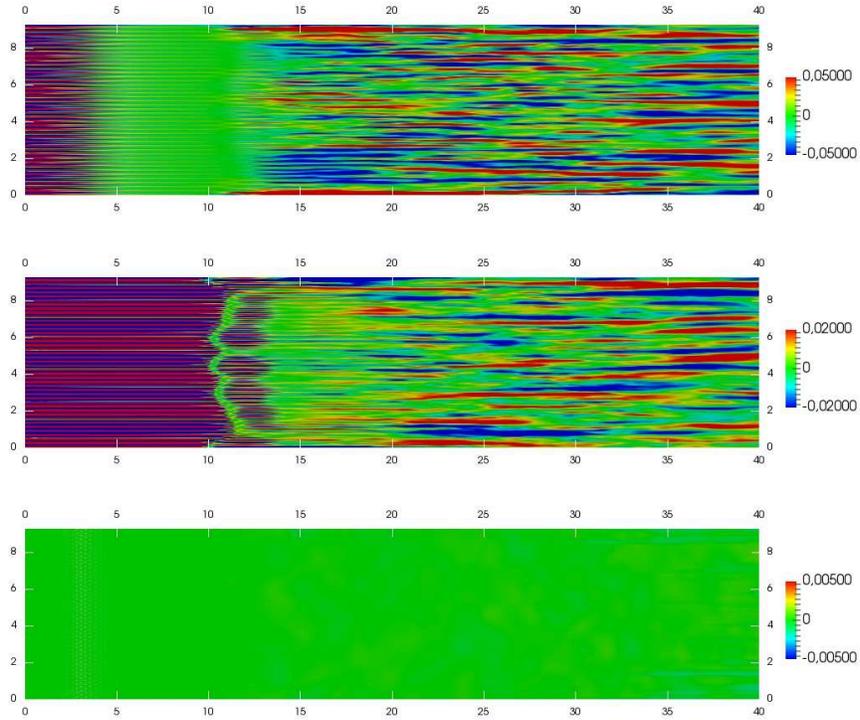


FIGURE 3.19 – Champ de vitesse moyenne $(\langle u_1 \rangle_t - \langle u_1 \rangle_{t,az})/U_\infty$ dans le plan (ξ, η) , $x_2^+ \approx 7$ (en haut), 46 (milieu) et 170 (en bas), cas cylindrique $\delta_0/r_0 = 0.3$

La variance dans l'azimut de l'écart de la moyenne temporelle de la vitesse longitudinale à la vitesse moyennée en temps et en azimut, noté ici \bar{u}'_1 , permet de préciser l'ordre de grandeur de ces perturbations. Cette quantité adimensionnée par la vitesse U_∞ est tracée sur la figure 3.20 le long de la direction longitudinale. Dans la zone de transition vers la région turbulente, l'amplitude moyenne des modulations de vitesse longitudinale est ainsi de l'ordre de $1 \sim 2\%$.

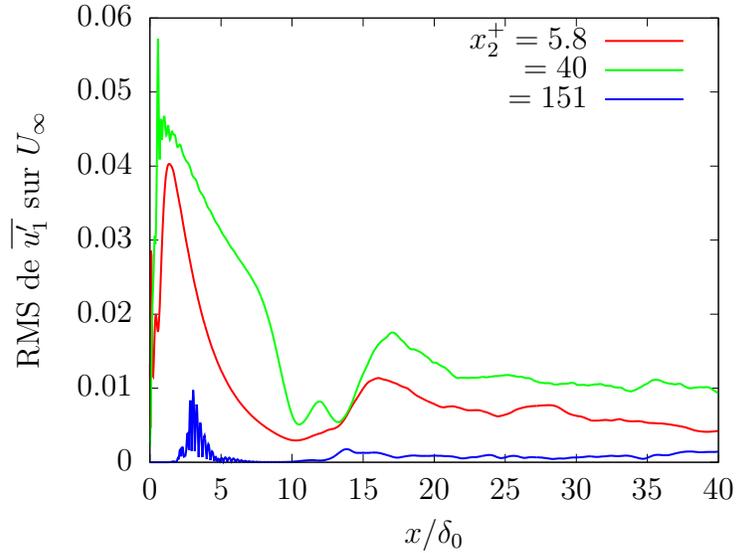


FIGURE 3.20 – Evolution des fluctuations de vitesse RMS \bar{u}'_1 adimensionnée par U_∞ , plan ξ, η , cas cylindrique $\delta_0/r_0 = 0.3$

Une visualisation du champ des fluctuations instantanées de vitesse \bar{u}'_1/U_∞ est présentée sur la figure 3.21 à différentes distances $x_2^+ \approx 7, 46, 170$. Les perturbations les plus fortes sont de l'ordre de 40% de la vitesse infinie U_∞ en proche paroi en $x_2^+ \approx 7$. Cela nous permet de conclure que l'amplitude des perturbations créées par les mouvements turbulents instantanés restent suffisamment grande par rapport à l'amplitude de la modulation azimuthale du champ moyen. Il peut être attendu donc que la structure du champ turbulent conserve les propriétés attendues et représentatives d'une couche limite (qui restent principalement pilotées par le gradient moyen de vitesse plus important dans la direction normale à la paroi).

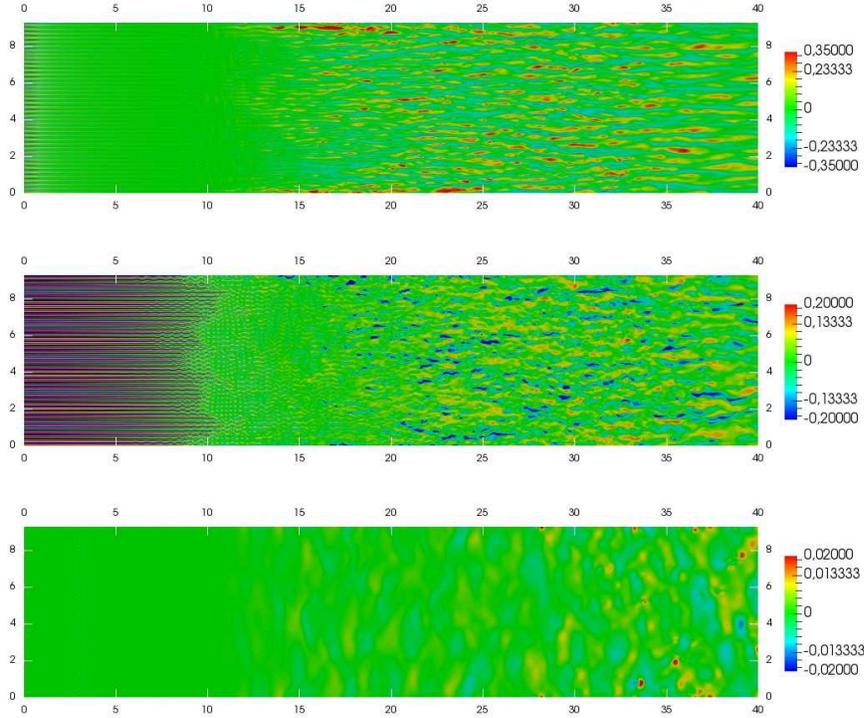


FIGURE 3.21 – Champ des fluctuations de vitesse \bar{u}'_1/U_∞ (plan (ξ, η) , $x_2^+ \approx 7$ (en haut), 46 (milieu) et 170 (en bas), cas cylindrique $\delta_0/r_0 = 0.3$)

Autocorrélation en azimuth

L'adéquation de la longueur azimuthale du domaine de calcul peut être vérifiée par la fonction d'auto-corrélation entre deux points sur une même ligne dans la direction x_3 . Elle est définie par la relation suivante :

$$R_{\phi,\phi}(x_3) = \sum_{j=1}^{N_3-j'} \phi_j \phi_{j+j'} \quad j' = 1, 2, \dots, j-1 \quad (3.9)$$

où $x_3 = j' \Delta x_3$, et la grandeur ϕ correspond aux variables considérées $\rho', u'_1, u'_2, u'_3, p'$.

La figure 3.22 montre la corrélation de ρ', u'_1, u'_2, u'_3 et p' à la distance $x_2 = 0.2\delta_l$ (correspondant à $x_2^+ = 29$) pour les trois cas étudiés. La distance caractéristique L_R de $R_{\phi,\phi}(x_3)$ nous donne une indication pour quantifier la décorrélation dans cette direction. Elle est définie par la distance azimuthale où l'on atteint la valeur zero la première fois pour la fonction d'auto-corrélation depuis $x_3/\delta_l = 0$. La distance caractéristique L_R pour $R_{u'_1, u'_1}(x_3)$ a été évaluée sur une configuration plane par Shahab [68] à une valeur autour de $x_3/\delta_l \approx 0.2$ à la distance $x_2/\delta_l \approx 0.086$. Pour notre cas plan, on relève une distance caractéristique de $x_3/\delta_l \approx 0.2$ en $x_2^+ = 29$, en accord avec les cas de référence. L'extension du domaine de calcul dans la direction azimuthale (ici typiquement de l'ordre de 12 fois cette longueur de corrélation) est donc suffisante pour ne pas biaiser artificiellement le développement de la turbulence pariétale. On vérifie par ailleurs la modulation de faible amplitude du champ moyen associé au forçage

particulier retenu ne semble pas avoir modifié de façon significative la structure attendue du champ turbulent.

Par ailleurs, quelle que soit la courbure, on constate que la corrélation pour u'_1 et u'_2 montre une faible cohérence tout le long de l'azimut. Au contraire, la pression p' montre une cohérence non nulle. Ceci est en accord avec les résultats de la littérature (Shahab [69], Coleman et al. [15] et Pirozzoli et al. [57]). Ce point sera discuté dans le chapitre 5.

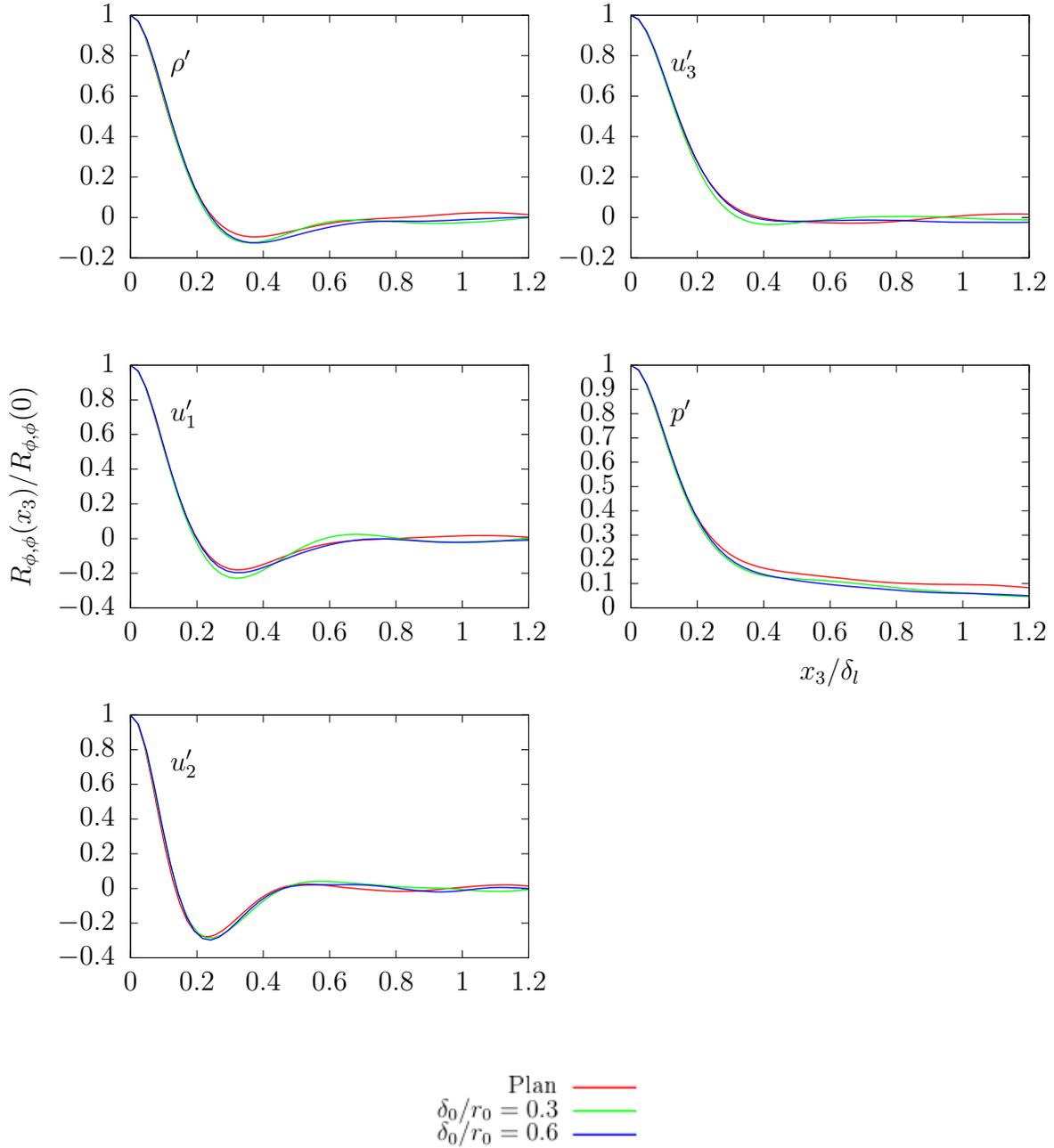


FIGURE 3.22 – Fonction d'auto-corrélation de $\rho', u'_1, u'_2, u'_3, p'$ selon x_3

Intéressons-nous aux effets de la courbure, notamment pour l'auto-corrélation de la vitesse u'_1 . On considère différentes hauteurs de la couche limite $x_2 = 0.2, 0.6, 0.8\delta_l$ correspondant à $x_2^+ = 29, 86, 113$, respectivement. La figure 3.23 montre la fonction de corrélation de u'_1 évaluée à ces différentes hauteurs. De manière générale, on constate que la courbure rend la distance caractéristique L_R plus courte. De plus, cette tendance apparaît d'autant plus nettement que l'on s'éloigne de la paroi. Cela permet de conclure que la courbure a pour effet de rendre les structures azimuthales dans la couche limite plus petites et que cet effet semble apparaître plus fortement en haut de la couche limite.

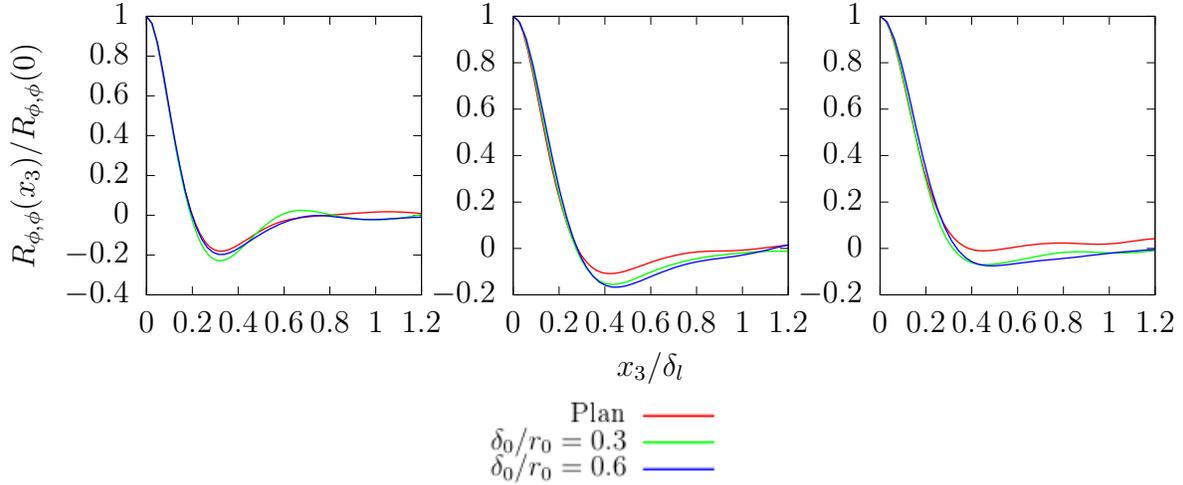


FIGURE 3.23 – Fonction de corrélation de u'_1 selon x_3 évaluée en $x_2 = 0.2, 0.6, 0.8\delta_l$ de gauche à droite

Spectre

Pour analyser les structures azimuthales dans la couche limite, on considère les spectres énergétiques monodimensionnels dans la direction azimuthale. Le spectre est donné par la relation suivante :

$$\Phi_{(n)} = \sum_{k_3=0}^{N_3-1} \hat{\Phi}_{(n)} \exp\left(\frac{i2\pi k_3 n}{N_3}\right), \quad n = 0, 1, \dots, N_3 \quad (3.10)$$

$$E(n) = \Phi_{(n)} \Phi_{(n)}^* \quad (3.11)$$

La figure 3.24 montre des distributions de spectre des variables $\rho', u'_1, u'_2, u'_3, p'$ selon le nombre d'onde k_3 dans la direction azimuthale à la hauteur $x_2/\delta_l = 0.2$. Un déclin de 7 décades peut s'observer et, d'autre part, il n'y a pas d'accumulation d'énergie aux hautes fréquences. Cela permet de confirmer que les échelles pertinentes de l'écoulement sont correctement résolues.

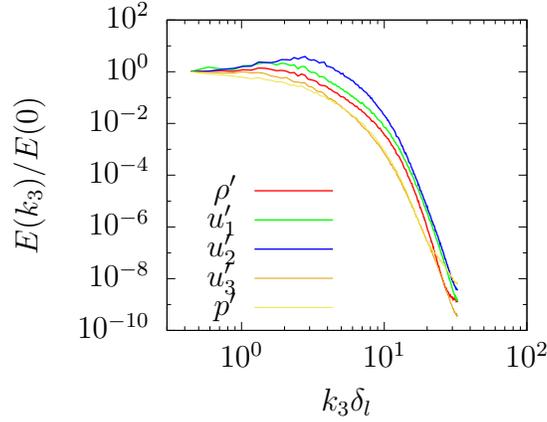


FIGURE 3.24 – Distribution de spectre selon le nombre d’onde en azimuth en $x_2/\delta_l = 0.2$

On s’intéresse aux effets de courbure sur les distributions de spectre. La figure 3.25 représente les spectres de la vitesse u_1' à différentes hauteurs $x_2/\delta_l = 0.2, 0.6, 0.8$. En bas de la couche limite à $0.2\delta_l$, le cas plan a plus d’énergie aux bas nombres d’onde $k_3\delta_l \lesssim 1$. Alors qu’à $0.6\delta_l$, on commence à voir que les cas cylindriques présentent plus d’énergie aux hautes fréquences $1 \lesssim k_3\delta_l$. Cela suggère que la courbure réduit l’énergie des basses fréquences en bas de la couche limite et augmente l’énergie aux hautes fréquences en haut de la couche limite.

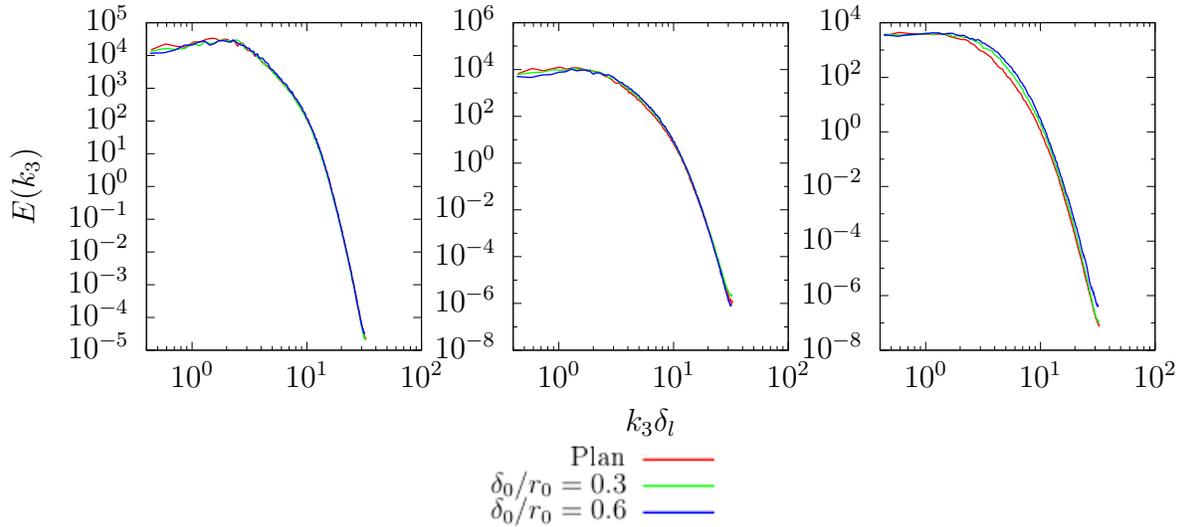


FIGURE 3.25 – Distribution de spectre de u_1' selon le nombre d’onde en azimuth en $x_2/\delta_l = 0.2, 0.6, 0.8$, de gauche à droite

3.4 Contraintes turbulentes et tenseur d’anisotropie

3.4.1 Contraintes turbulentes

Les figures 3.26 à 3.28 montrent les profils de contraintes de vitesse normalisées par $\rho_w u_\tau^2$. Pour comparaison, les données obtenues sur une configuration plane par Martin (DNS,

$Re_\theta = 4450$) [50], Deleuze (expérience, $Re_\theta = 5800$) [20], Eléna et al. (expérience, $Re_\theta = 4700$) [26], Honkan et al. [36] (expérience, $Re_\theta = 2790$), sont ajoutés.

Sur la figure 3.26, on observe une forme similaire des profils par rapport aux données de la littérature avec un décalage du pic en proche paroi et d’une amplitude plus faible. Pour le cas de Martin et Deleuze, le pic est positionné vers $x_2/\delta_0 = 0.03$ tandis que nos trois simulations donnent un pic vers $x_2/\delta_0 = 0.08$. On constate un comportement similaire pour les contraintes dans les autres directions sur les figures 3.27 et 3.28. Cet effet est sans doute dû au nombre de Reynolds Re_θ plus faible dans nos simulation par rapport aux cas de la littérature. Ceci a été observé par Wu et Moin [85] dans leurs simulations, à savoir qu’une diminution de Re_θ induit un décalage du pic dans la couche limite à des hauteurs plus élevées ainsi qu’une diminution de l’amplitude du pic dans les directions $u'_{1,2,3}$ et les composantes croisées $u'_1 u'_2$.

Quand on s’intéresse aux effets de courbure, sur la figure 3.26, on constate globalement une diminution des contraintes, surtout pour $0.2 \lesssim x_2/\delta_0 \lesssim 0.6$, avec l’augmentation de la courbure. On observe en revanche un comportement inverse dans la partie haute de la couche limite pour $0.7 \lesssim x_2/\delta_0 \lesssim 1.1$. Ceci suggère que la dynamique des structures dans la couche limite lié n’est pas affectée de façon similaire par la courbure selon la distance à la paroi. Cette tendance est également visible sur les autres composantes du tenseur de contraintes turbulentes comme illustré sur les figures 3.27 et 3.28.

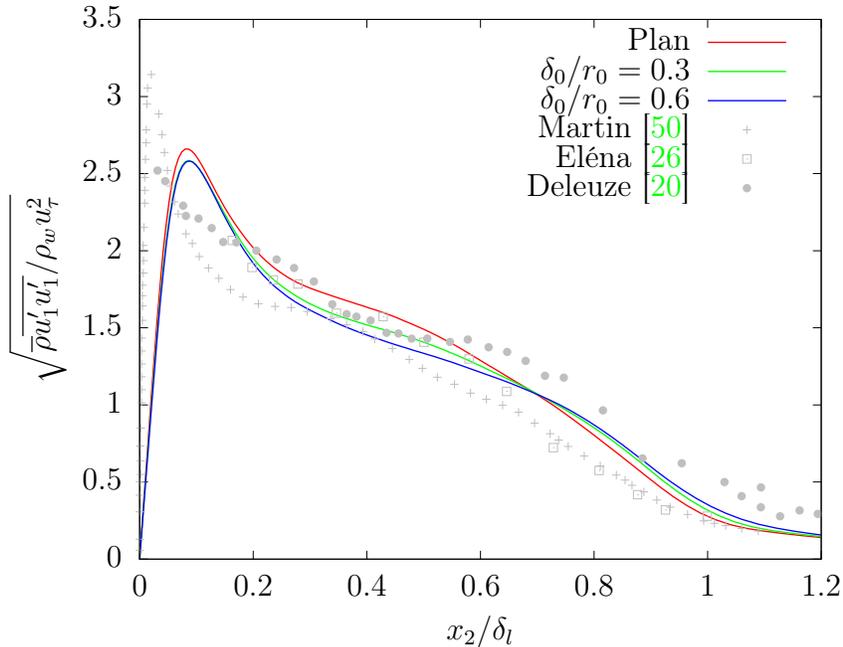


FIGURE 3.26 – Profils des contraintes $u'_1 u'_1$ normalisées

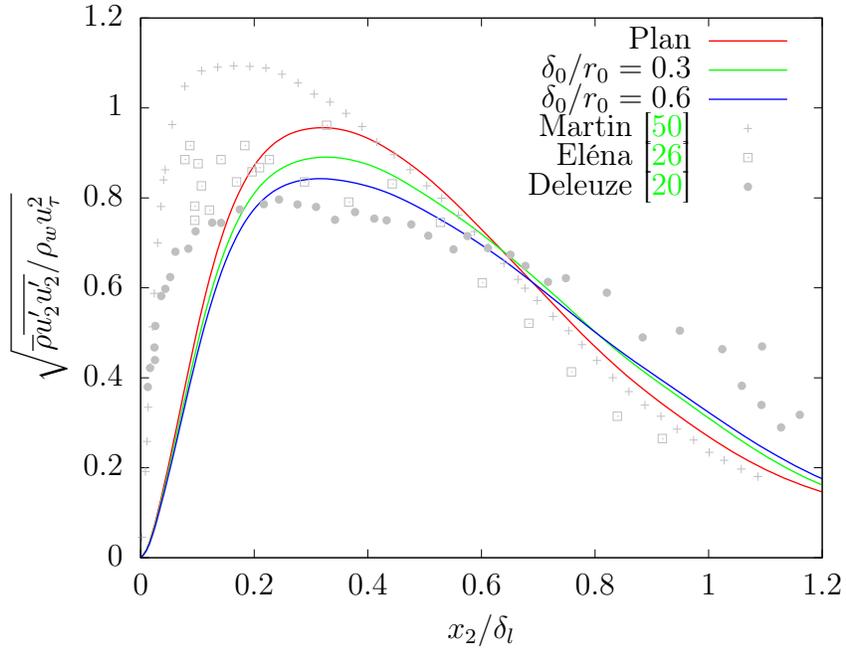


FIGURE 3.27 – Profils des contraintes $u'_2 u'_2$ normalisées

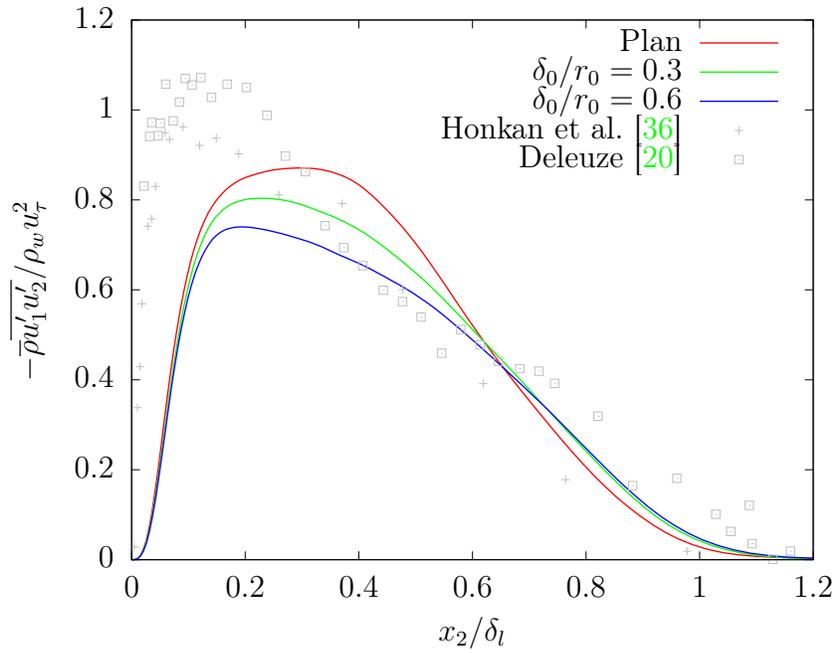


FIGURE 3.28 – Profils des contraintes croisées $u'_1 u'_2$ normalisées

3.4.2 Tenseur d'anisotropie

Le tenseur d'anisotropie \bar{b}_{ij} est le déviateur adimensionnel du tenseur de Reynolds et rend compte de l'anisotropie des contraintes turbulentes. Il possède plusieurs propriétés re-

marquables :

- Sa trace, ou premier invariant I_1 , est nulle.
- Les invariants d'ordres supérieurs sont obtenus par contraction des diverses puissances du tenseur : $I_2 = b_{ij}b_{ji}$ et $I_3 = b_{ik}b_{kj}b_{ji}$.

En vertu du théorème de Cayley-Hamilton qui stipule qu'une matrice est solution de son équation caractéristique, on peut écrire :

$$b_{ij}^3 - \frac{1}{2}I_2b_{ij} - \frac{1}{3}I_3\delta_{ij} = 0$$

Ainsi b_{ij}^3 , comme toute puissance supérieure, est linéairement dépendant des tenseurs b_{ij}^2 et b_{ij} , ce qui limite à deux le nombre des invariants indépendants non nuls.

- Le domaine de variation des valeurs des composantes du tenseur d'anisotropie est borné. Le domaine admissible se réduit à l'intérieur d'un triangle curviligne dans le plan $(-I_2, I_3)$, comme représenté sur la figure 3.29. L'origine du plan représente l'état de turbulence isotrope. Le segment supérieur correspond à une turbulence à deux composantes (l'une des trois valeurs propres est nulle) et les deux autres arcs s'obtiennent pour une turbulence axisymétrique (deux valeurs propres égales), soit structure en cigare pour $I_3 > 0$ ou structure en soucoupes pour $I_3 < 0$.

Pour plus de détails, on pourra se référer au rapport de Simonsen et al.[71].

La figure 3.30 représente l'anisotropie des contraintes turbulentes dans le triangle de Lumley, évaluée à la position P_{ref} lorsque la distance radiale x_2^+ varie. Pour le cas plan (à gauche), on aperçoit des structures bicomposantes en zone de proche paroi. Lorsque la distance x_2 augmente, on s'approche de l'isotropie. La valeur minimum de $-I_2$ est obtenue à la hauteur $x_2^+ \approx 150$. Puis, on remonte vers une structure cigare plus haut dans la couche limite. Ces caractéristiques sont cohérentes à celles d'une couche limite typique (voir Krogstad et Torbergsen [43], Shahab [68] ou bien Shadloo [66]). Pour les deux cas cylindriques, on ne voit pas de turbulence bicomposante en zone de proche paroi mais directement une turbulence de type cigare. Lorsque x_2 augmente, on s'approche fortement de l'isotropie. La valeur minimum de $-I_2$ est obtenue à la hauteur $x_2^+ \approx 135$ pour le cas $\delta_0/r_0 = 0.3$ et $x_2^+ \approx 142$ pour le cas $\delta_0/r_0 = 0.6$). Puis, on remonte vers une structure bicomposante en haut de la couche limite. Quand on se focalise sur la zone de proche paroi $x_2/\delta_l < 1.0$, comme illustré sur la figure 3.31, on constate que les cas cylindriques présentent une turbulence de type cigare. Il s'agit d'états de cisaillement étendus longitudinalement et réduits dans la direction azimutale.

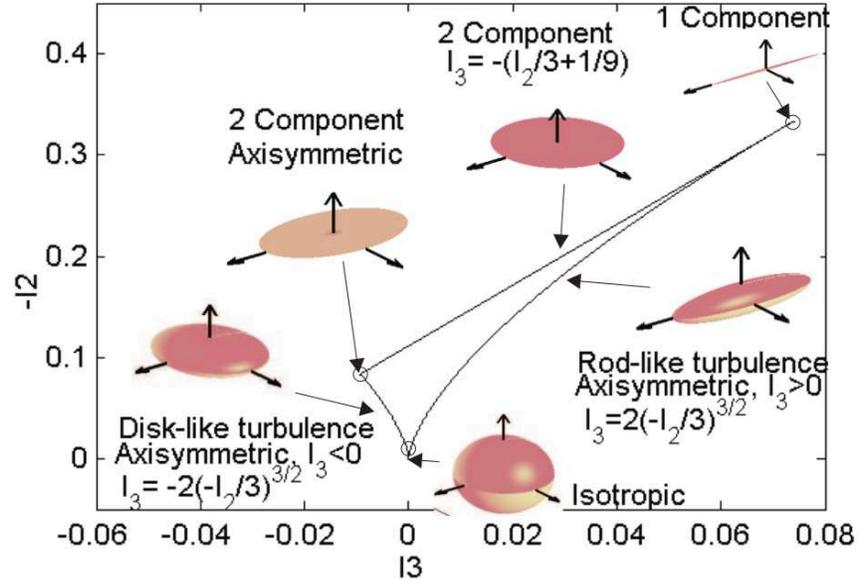


FIGURE 3.29 – Représentation du plan des invariants $(-I_2, I_3)$ d'anisotropie et types de turbulence associés [71].

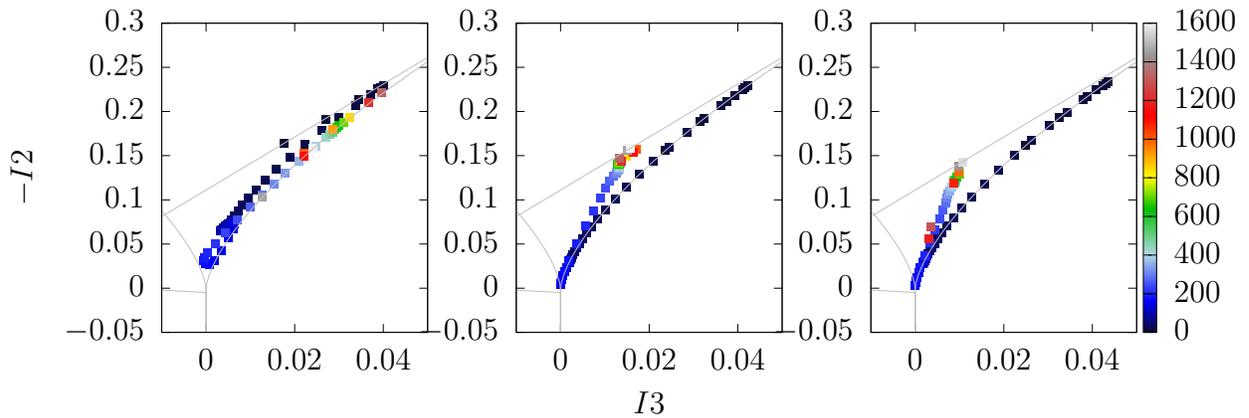


FIGURE 3.30 – Invariants d'anisotropie (affichée tous les deux points) pour les cas plan, cylindriques $r/\delta_0 = 0.3$ et 0.6 , de gauche à droite. La palette de couleur correspond à la distance à la paroi x_2^+ .

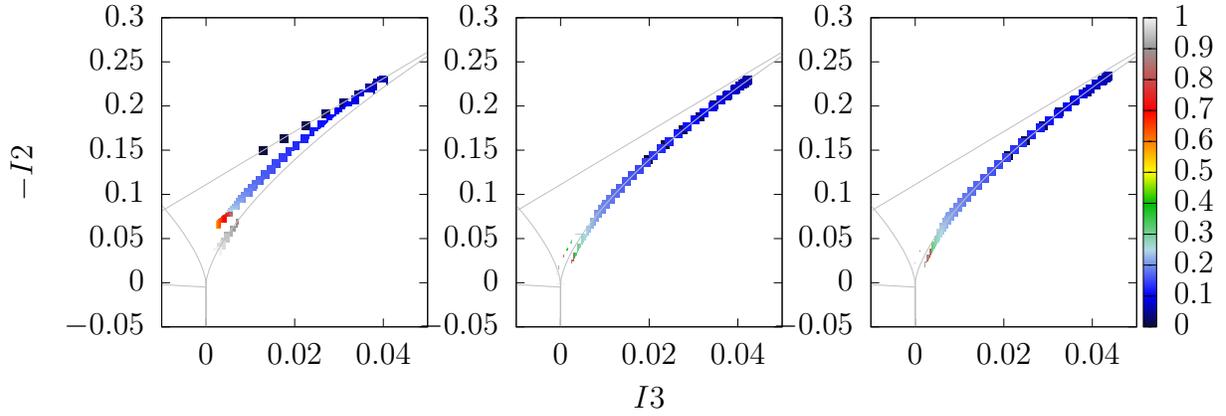


FIGURE 3.31 – Invariants d’anisotropie pour les cas plan, cylindriques $r/\delta_0 = 0.3$ et 0.6 , de gauche à droite; La palette de couleur correspond à la distance à la paroi x_2/δ_l .

3.4.3 Bilan d’énergie cinétique turbulente

L’évaluation du bilan de l’énergie cinétique turbulente (TKE) nous fournit une analyse plus approfondie de la dynamique turbulente dans la couche limite. L’équation pour K en coordonnées cylindriques se décompose de la façon suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}K) = -C + P + T + \Pi_t + \Pi_d + D + M - \epsilon \quad (3.12)$$

$$\text{où } \frac{\partial}{\partial x_1} = \frac{\partial}{\partial x}, \quad \frac{\partial}{\partial x_2} = \frac{\partial}{\partial r}, \quad \frac{\partial}{\partial x_3} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta}$$

Le terme de convection C

$$C = \frac{\partial}{\partial x_j}(\tilde{u}_j \bar{\rho}K) + \frac{1}{r} \tilde{u}_1 \bar{\rho}K \quad (3.13)$$

Le terme de production P

$$P = -\overline{\rho u_i u_j''} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{1}{r} (\tilde{u}_3 \overline{\rho u_2'' u_3''} - \tilde{u}_2 \overline{\rho u_3'' u_3''}) \quad (3.14)$$

Le terme de transport turbulent T

$$T = -\left(\frac{\partial}{\partial x_j} (1/2 \overline{\rho u_i'' u_i'' u_j''} + 1/2 \frac{1}{r} \overline{\rho u_i'' u_i'' u_2''}) \right) \quad (3.15)$$

Le terme de pression-dilatation Π_d

$$\Pi_d = \overline{p' \left(\frac{\partial u_i''}{\partial x_i} + \frac{1}{r} u_2'' \right)} \quad (3.16)$$

Le terme de transport de pression Π_t

$$\Pi_t = -\left(\frac{\partial}{\partial x_j} \overline{p' u_j''} + \frac{1}{r} \overline{p' u_2''} \right) \quad (3.17)$$

Le terme associé aux fluctuations de masse volumique M

$$M = \overline{u_i''} \left(\frac{\partial \overline{\sigma}_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} \right) + \frac{1}{r} (\overline{u_2''} (\overline{\sigma}_{22} - \overline{\sigma}_{23}) + 2\overline{u_3''} \overline{\sigma}_{23} + \overline{u_1''} \overline{\sigma}_{21}) \quad (3.18)$$

Le terme de diffusion visqueuse D

$$D = \frac{\partial}{\partial x_i} \overline{u_i'' \sigma'_{ij}} + \frac{1}{r} \overline{u_i'' \sigma'_{i2}} \quad (3.19)$$

Le terme de dissipation ϵ

$$\epsilon = \overline{\sigma'_{ij} \frac{\partial u_i''}{\partial x_j}} + \frac{1}{r} \overline{\sigma'_{23} u_3'' - \sigma'_{23} u_2''} \quad (3.20)$$

Les termes en facteur de $1/r$ sont associés aux effets de courbure. Ces termes sont nuls dans le cas plan.

Le bilan d'énergie cinétique turbulente est tracé sur la figure 3.32, évalué à la position P_{ref} . Les estimations statistiques ne soient pas complètement convergées et la somme des termes montre des valeurs pouvant atteindre jusqu'à 20% de l'amplitude du terme de production. Le bilan indique néanmoins déjà les tendances de l'influence de courbure sur l'équilibre énergétique global. Les contributions principales à l'équilibre dynamique sont, comme attendu, les termes de production P , de transport turbulent T , de diffusion D et de dissipation ϵ . En proche paroi, la production plus le transport turbulent équilibrent la dissipation. Lorsqu'on s'éloigne de la paroi, la diffusion D devient négative et le transport turbulent T devient négatif également. La dissipation ϵ s'exerce toujours comme un terme de perte. Ces caractéristiques correspondent à celles observées par Shahab [68] sur un cas plan. Ce qui précède peut se confirmer quelque soit la courbure et on n'observe pas de différence significative entre les trois cas.

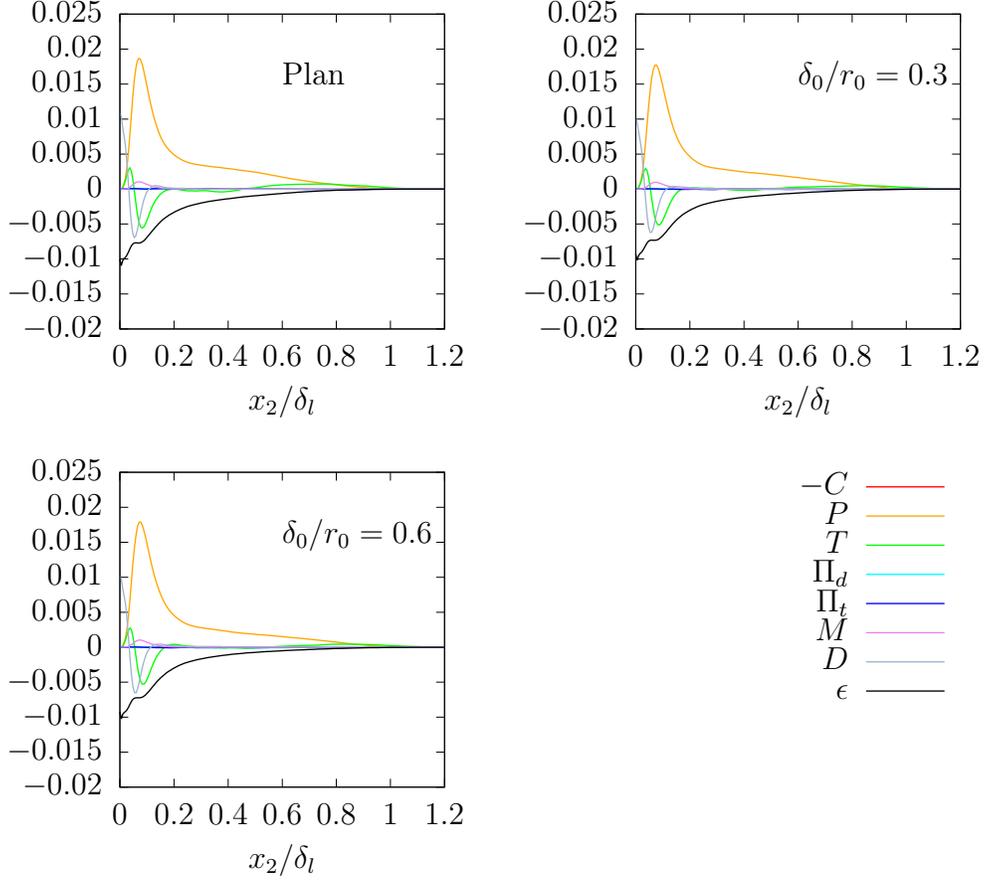


FIGURE 3.32 – Bilan d'énergie cinétique turbulente en zone de proche paroi

Comme attendu, le terme de production P est l'élément qui contribue le plus à l'augmentation de l'énergie et le terme de dissipation ϵ agit pour équilibrer. On retrace ici ces termes P et ϵ sur la figure 3.33 pour examiner l'effet de la courbure. Concernant la production (à gauche), on constate que le cas plan produit le plus d'énergie pour $x_2/\delta_l \lesssim 0.6$ et puis cette tendance s'inverse plus haut dans la couche limite. Ceci est consistant avec les précédentes observations sur les contraintes turbulentes.

On peut examiner plus en détail les effets de courbure en regardant la contribution spécifiquement cylindrique (le deuxième terme en $1/r$) dans la production et la dissipation. Ces termes sont tracés sur la figure 3.34 pour les deux cas cylindriques. Dans un premier temps, on constate que l'amplitude de ces termes est faible, environ d'un facteur 10^{-2} à 10^{-3} devant les premiers termes. D'autre part, le terme de production est négatif et contribue donc à réduire la production d'énergie. Plus la courbure est élevée, plus il est important en valeur absolue. Pour la dissipation, on constate un changement de signe pour $x_2/\delta_l \lesssim 0.2$.

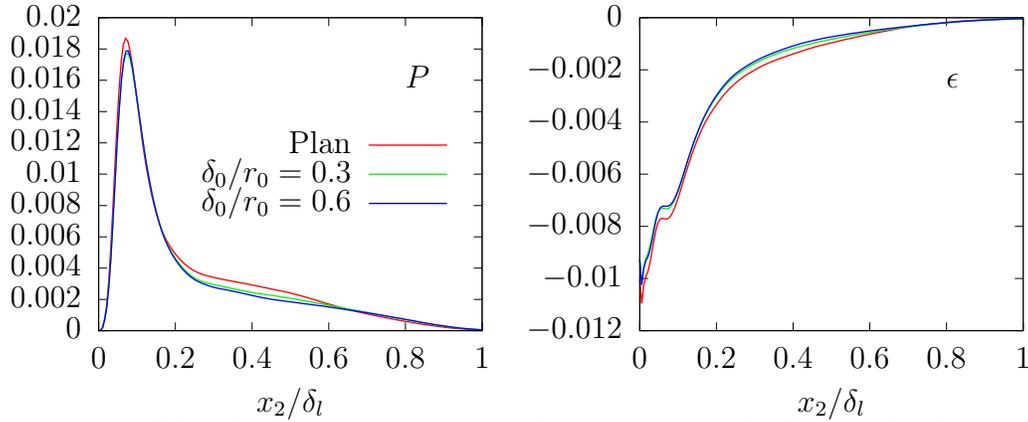


FIGURE 3.33 – Bilan d'énergie cinétique turbulente, variation de P et ϵ selon la courbure

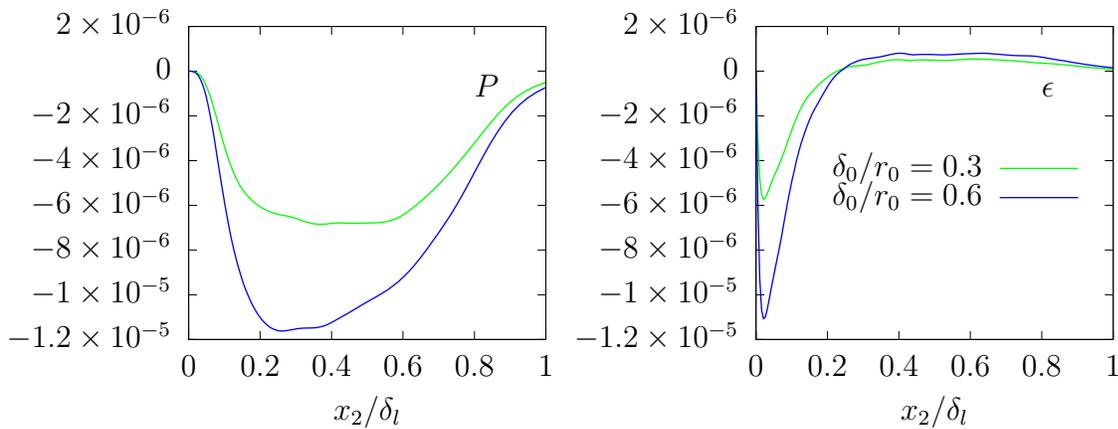


FIGURE 3.34 – Variation des termes cylindriques pour P et ϵ dans les deux cas cylindriques

3.4.4 Structures tourbillonnaires

De ce qui précède, il semble que l'effet de courbure renforce les perturbations en haut de la couche limite et en revanche les atténue en bas de la couche limite. Afin de vérifier ces dynamiques, la composante de vorticité instantanée ω_x évaluée à la position P_{ref} est montrée sur la figure 3.35 dans le plan de coupe (r, θ) . On voit clairement qu'en bas de la couche limite, les structures tourbillonnaires deviennent moins agglomérées avec l'augmentation de la courbure. Cela confirme la réduction des perturbations en proche paroi par l'effet de courbure. Cependant, le renforcement des perturbations ne s'observe que de manière qualitative sur ces images.

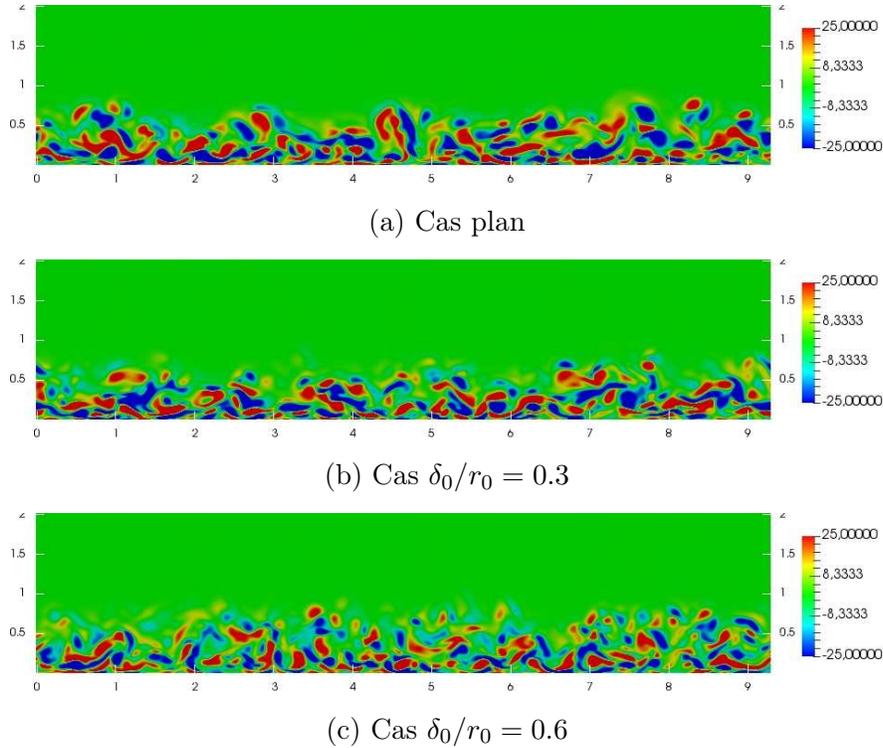


FIGURE 3.35 – Champ instantané de vorticité ω_x dans le plan de coupe (r, θ) , les repères signifient x/δ_0 et r/δ_0 . Les cas cylindriques sont affichés en forme plane.

3.5 Synthèse

On a observé le développement de la couche limite et sa transition à la turbulence. En aval de cette transition, nous avons vu la présence de structures tourbillonnaires distribu es de manière homogènes en proche paroi. Les comportements caractéristiques typiques de couche limite turbulente appelés *large scale motion* ont bien été capturés.

Le coefficient de frottement a montré des propriétés typiques de la transition laminaire-turbulente (i.e. une croissance brutale et une diminution graduelle). La croissance a été acc l r e par la courbure. Les trois cas se comparent bien avec les donn es de la littérature.

Les épaisseurs de couche limite et le facteur de forme ont été calculés. Ces grandeurs en amont de l'interaction atteignent des valeurs du même ordre de grandeur que celles de la littérature. Toutefois, on ne peut pas pleinement assurer que la couche limite soit parfaitement d velopp e. On peut cependant confirmer que l'on atteint un régime quasi-stabilisé en amont de l'interaction, qui nous permet d'étudier les comportements et les dynamiques de couche limite turbulente.

Les profils de vitesse longitudinale ont été analysés. On a observé un décalage des valeurs par rapport aux donn es de la littérature dans des couches limites plus d velopp es que nos cas. Il est rapport  par d'autres études que le manque de développement de la turbulence

induit ce type de décalage. L'effet de courbure a un impact sur la vitesse de frottement u_τ et les profils dans la région logarithmique. Le déficit de vitesse a été examiné. Dû au manque de développement de la turbulence, un décalage sur ce profil a été confirmé. Le déficit est plus faible au milieu de la couche limite selon la courbure. Le forçage amont intégré dans ces travaux est basé sur des ondes sinusoïdales qui peuvent affecter l'homogénéité de la turbulence au sein de la couche limite. Pour vérifier cette influence, les champs instantanés de vitesse longitudinale et moyenné en temps ont été comparés. Les stries créées par le forçage ont clairement été observées dans le champ moyen. Cependant, il s'est avéré qu'elles restent négligeables devant les perturbations instantanées.

L'analyse de l'auto-corrélation dans la direction azimutale nous a permis de conclure que l'ordre de grandeur de l'échelle de corrélation est en accord avec les données de la littérature. Les auto-corrélations en différentes hauteurs dans la couche limite ont montrées que la courbure a pour effet de réduire les structures azimutales et que cet effet semble apparaître plus fortement en haut dans la couche limite. Nous avons aussi examiné les spectres spatiaux dans la direction azimutale, qui a confirmé que toutes échelles pertinentes sont bien résolues dans cette direction. Ceci indique que la dimension et la résolution spatiale du domaine sont suffisantes. Les spectres des trois cas à différentes hauteurs dans la couche limite ont été comparés. On en déduit que la courbure réduit l'énergie des basses fréquences en bas de la couche limite et qu'en revanche elle donne plus d'énergie aux hautes fréquences en haut de la couche limite.

Les contraintes turbulentes ont présenté des décalages par rapport aux données de référence liés à un nombre de Reynolds Re_θ plus faible dans nos simulations. Par ailleurs, les comparaisons entre les cas à différentes courbures nous ont permis de supposer que la couche limite est rendue moins perturbée par l'effet de la courbure en bas de la couche limite et, qu'inversement, la courbure favorise les perturbations en haut de la couche limite. L'analyse de l'anisotropie a montré une turbulence de type cigare en proche paroi pour les cas cylindriques, signifiant des cisaillements étendus longitudinalement et réduits azimutalement.

Le bilan de l'énergie cinétique turbulente a été effectué. Les comportements de chaque terme dans la couche limite ont correspondu à ceux observés dans la littérature. La comparaison du terme de production en fonction de la courbure a montré les mêmes comportements que les contraintes turbulentes. Les champs instantanés de vorticité dans la direction longitudinale nous a permis de vérifier que la courbure atténue les perturbations en bas de la couche limite.

De ce qui précède, nous pouvons mettre en avant les points suivants : la couche limite obtenue par nos simulations présente des caractéristiques pertinentes de couche limite turbulente pour examiner un SWBLI, toutefois le manque de développement doit être pris en compte lors de caractérisation de la couche limite. Dans cette couche limite développée, la courbure induit un effet d'atténuation des interactions des structures dans la direction azimutale, d'autant plus marqué qu'on est loin de la paroi. L'augmentation de la courbure réduit la production d'énergie cinétique turbulente et modifie la structure de la turbulence dans l'ensemble de la couche limite.

Chapitre 4

Étude de la zone d'interaction

Dans ce chapitre, nous nous intéressons aux propriétés globales de l'interaction entre une couche limite supersonique et une rampe de compression (déflexion globale similaire de 18 degrés) en configurations plane et courbes ($\delta_0/r_0 = 0.3$ et $\delta_0/r_0 = 0.6$). L'objectif de cette étude est d'examiner comment l'introduction d'une courbure dans la direction transverse a tendance à modifier la structure moyenne du champ turbulent dans la zone d'interaction et en aval de celle-ci par rapport au cas plus canonique en géométrie plane. Par souci de coût numérique élevé, une représentation simplifiée (sur un domaine restreint dans la direction azimutale avec conditions de périodicité) est retenue pour cette étude. Comme pour l'étude présentée dans le chapitre précédent, la courbure relative a néanmoins été modifiée en pratique en agissant sur le rayon de courbure (ce qui permettait de maintenir plus simplement le niveau de résolution dans la direction azimutale). Les écoulements ainsi générés ne sont donc que partiellement représentatifs de ceux qui pourraient être rencontrés en géométrie de révolution complète et le gradient de pression effectif imposé ne peut être rigoureusement maintenu constant pour un même rayon de la paroi amont et un même angle de déflexion imposé. Il reste néanmoins proche dans les deux cas courbes considérés, ce qui permet a priori d'observer des effets principalement associés à la courbure.

Les conditions numériques de calcul seront rappelées ci-après.

Paramètre de l'écoulement moyen :

- Le nombre de Mach $Mach = 3$ à l'entrée du domaine
- La température $T_\infty = 107.1$ K,
- La masse volumique $\rho_\infty = 0.077$ kg/m³
- La vitesse de $U_\infty = 609.1$ m/s

En entrée : Le forçage basé sur un profil de vitesse u_1 en puissance (1/7) perturbé par des modes stationnaires azimutaux et normaux à la paroi.

En azimut : une condition périodique.

En sortie : Une condition d'extrapolation.

A la paroi : Une paroi non-glissante adiabatique a été considérée.

Paramètre numérique : Les calculs ont été effectués avec le schéma WENO activé avec la valeur $\epsilon_{weno} = 0.1$. Le nombre de CFL est de 0.8. Pour stabiliser le calcul, deux types de filtrage ont été utilisés : le filtre A avec $\sigma = 0.1$ pour la zone en amont de $x/\delta_0 \approx 33$, et le filtre B $\sigma = 0.2$ pour la zone en aval.

4.1 Topologie globale et plans d'analyse

La topologie globale de l'écoulement dans la zone d'interaction est tout d'abord illustrée sur la figure 4.1 pour le cas d'interaction en géométrie plane, via la distribution de la vitesse longitudinale u_x moyenne et du champ de gradient de masse volumique (visualisation pseudo-Schlieren). Un décollement moyen est visible sur les champs moyens. Il se localise principalement en léger amont du pied de la rampe et est ici typiquement associé à la zone où des niveaux négatifs de vitesse sont observés. Il induit une première déflexion globale des lignes de courant au sein de la couche limite et conduit à l'apparition d'un premier choc très faible naissant dans la partie externe et au-dessus de la couche limite. Une seconde déflexion plus importante des lignes de courant est ensuite imposée par la paroi de la rampe en aval et conduit à la formation du choc oblique principal, de plus forte intensité et naissant en léger aval du point de passage du pied de la rampe.

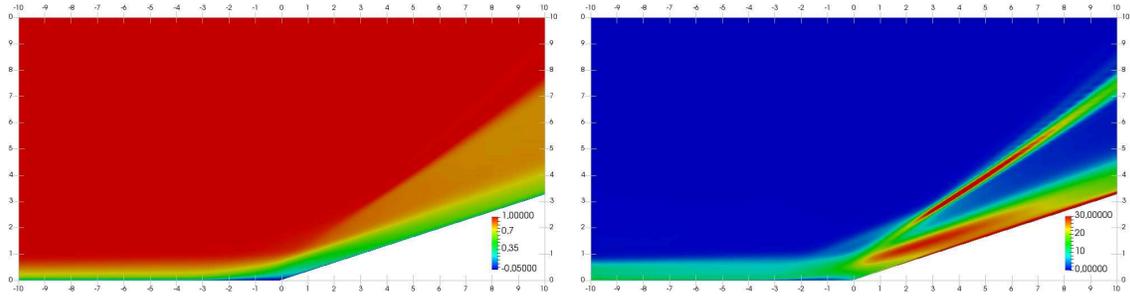


FIGURE 4.1 – Topologie globale de l'interaction dans le cas plan : champs moyen de \bar{u}_x/U_∞ (gauche) et de gradient de masse volumique (pseudo-Schlieren) (droite) dans le plan de coordonnées x/δ_0 et r/δ_0

Les principales caractéristiques des configurations de décollement étudiées sont synthétisées dans le tableau 4.1. La transition en amont de régime laminaire à turbulent et le développement de la couche limite qui en découle dépendent certes légèrement du niveau de courbure relatif de la paroi. L'estimation du nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement juste en amont de la zone d'interaction Re_θ conduit néanmoins à des valeurs proches pour l'ensemble des cas. Cela permet de comparer de façon quantitative (quasi à iso-Reynolds amont) les propriétés de l'écoulement qui varient ensuite dans la zone d'interaction.

Nous choisissons de comparer les différentes structures d'écoulement à travers la zone d'interaction en considérant des positions relatives similaires. Une position de référence amont

est tout d'abord choisie arbitrairement à une distance en amont du pied de la rampe correspondant à environ cinq fois la longueur du décollement. Des plans d'observation sont par ailleurs sélectionnés en fonction de leur position relative $x^* = (x - x_{dec})/L_{dec}$ au sein de la zone d'interaction, qui est déterminée en se référant pour chaque cas différent au point de décollement moyen correspondant et en adimensionnant les distances à ce point $x - x_{dec}$ par la longueur de décollement L_{dec} qui peut varier selon les cas.

Géométrie/courbure	x_{dec}	L_{dec}	Re_θ en amont (à P_{ref})	Angle de rampe ($^\circ$)	Saut de pres- sion $\Delta P =$ P_{aval}/P_{amont}
Plan	$42.2\delta_0$	$1.95\delta_0$	1128	18	3.3
$\delta_0/r_0 = 0.3$	$42.6\delta_0$	$1.62\delta_0$	1214	18	2.5
$\delta_0/r_0 = 0.6$	$42.8\delta_0$	$1.40\delta_0$	1265	18	2.4

TABLE 4.1 – Paramètres des configurations d'interaction étudiées

Les analyses statistiques sont ainsi effectuées à différentes positions longitudinales relatives $P2$ à $P8$ identiques considérées au sein de la zone décollée et en aval de celle-ci. Ces positions sont indiquées dans la figur 4.2 et précisées dans le tableau 4.2. $P1$ se situe en amont de la zone de décollement, $P2$ à $P6$ dans la zone de décollement et $P7$ à $P9$ en aval de celle-ci.

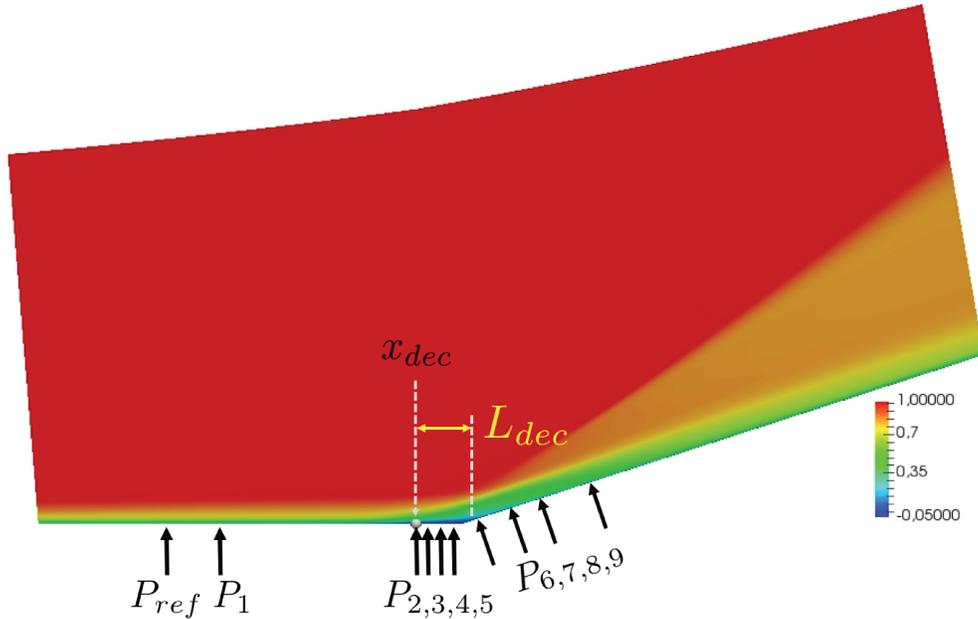


FIGURE 4.2 – Champ moyen de u_x dans le cas plan et localisation des plans d'analyse.

Position	$x^* = (x - x_{dec})/L_{dec}$
(P_{ref})	-4.0
P_1	-3.0
P_2	0.0
P_3	0.2
P_4	0.4
P_5	0.6
P_6	1.0
P_7	1.5
P_8	2.0
P_9	3.8

TABLE 4.2 – Positions relatives des plans d’analyse.

4.2 Paramètres intégraux

Suivant la théorie des chocs en situation non-visqueuse en géométrie conique, on s’attend à ce que l’intensité du choc soit inférieure dans le cas cylindrique et qu’une partie de la recompression s’opère entre le choc et la paroi dans la zone post-choc qui n’est plus homogène comme dans le cas plan. Il est donc attendu d’observer une variation moindre de la pression à travers la zone d’interaction dans le cas cylindrique par rapport au cas plan. Les évolutions de la pression pariétale et de son gradient longitudinal sont montrées sur la figure 4.3 qui confirme cette tendance a priori. Dans la zone initiale de passage au-dessus de la rampe, on peut observer une série de trois points d’inflexion de p_{sur} (maximum-minimum-maximum de dp_{sur}/dx). Cette évolution est typiquement associée à la présence du décollement (voir Adams [2]). La distribution de pression pariétale présente d’abord une légère augmentation en amont du point de décollement. Ce point peut être associé au début de la zone d’interaction et correspond à un début d’épaississement plus important de la couche limite qui conduit à la formation du premier choc faible en amont de la rampe. Un gradient de pression relativement modéré s’applique alors entre le début de cette interaction et le point de décollement, point à partir duquel l’augmentation devient plus brutale. La distribution du gradient de pression longitudinal présente une bosse qui s’étend globalement sur l’étendue de la zone décollée et présente un pic près du point de recollement situé en léger aval du pied de la rampe. On constate que les niveaux de gradient de pression ressentis au sein de la couche limite restent assez similaires pour les deux cas présentant une paroi courbe. La différence observée sur le saut total de pression à travers l’ensemble de la zone d’interaction entre les cas plan et cylindrique est donc essentiellement à relier à l’étendue spatiale sur laquelle ce gradient s’applique.

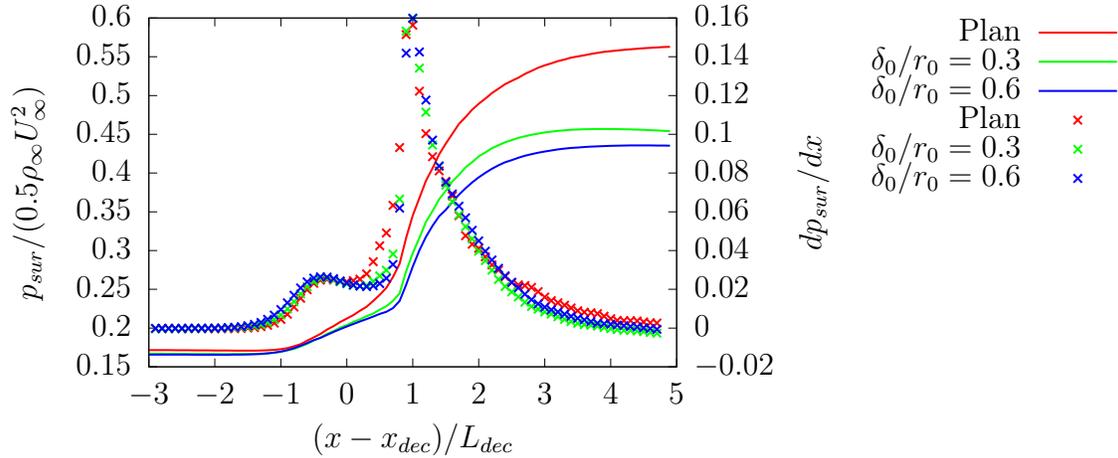


FIGURE 4.3 – Évolution de la pression pariétale (ligne pleine) et de son gradient longitudinal (lignes pointillées).

Les propriétés globales caractérisant l'évolution de la couche limite décollée autour de l'interaction sont ci-après estimées. La figure 4.4 montre tout d'abord la variation du coefficient de frottement C_f (voir eq. 3.2) dans cette zone. On s'aperçoit que la longueur de la zone où C_f prend des valeurs négatives se raccourcit quand la courbure relative augmente. La réduction de l'étendue du décollement de $1.95\delta_0$ à $1.62\delta_0$ entre le cas plan et le cas à $\delta_0/r_0 = 0.3$ respectivement peut en premier lieu être associée à un effet de géométrie. Pour un angle de déflexion imposé équivalent (ici 18°), le changement de géométrie plane à cylindrique conduit en effet à une diminution importante de l'intensité du choc et du gradient de pression associé. Le saut de pression $\Delta P = P_{aval}/P_{amont}$ a ici été évalué en considérant la pression amont P_{amont} à $(x - x_{ref}, r - r_0) = (0, 7.5\delta_0)$ et P_{aval} à $(x - x_{ref}, r - r_0) = (16\delta_0, 7.5\delta_0)$. Il passe d'un rapport de 3,3 à environ 2,5. Le changement de géométrie conduit à un saut de pression, un nombre de Reynolds Re_θ en amont de l'interaction et une position du point de recollement qui restent relativement similaires pour les deux cas de courbure considérés. En revanche, la position longitudinale x_{dec} du point de décollement recule et la longueur du décollement diminue significativement pour le cas présentant la plus forte courbure. Cette longueur de la zone décollée diminue de près de 17% en passant de $1.95\delta_0$ à $1.62\delta_0$ quand la courbure relative de la paroi est plus prononcée. Le frottement diminue plus tardivement dans ce dernier cas et ré-augmente environ à partir de la même position. Les niveaux de frottement pariétal sont très proches pour l'ensemble des cas en amont de l'interaction ainsi qu'en aval.

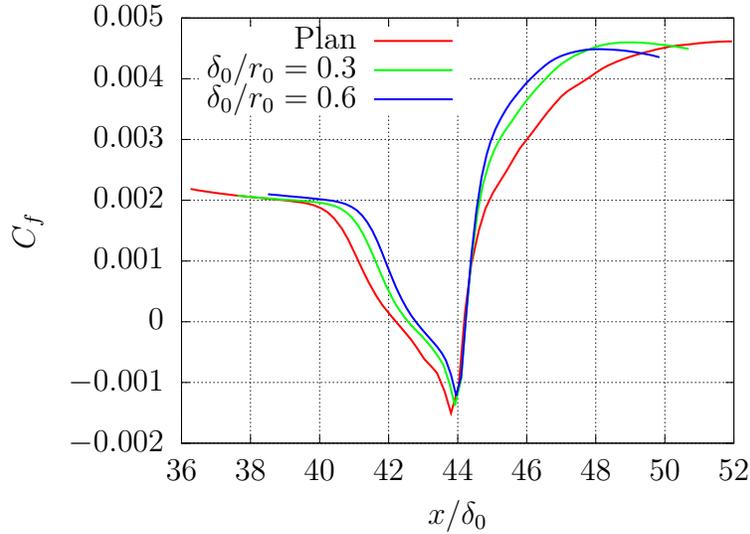


FIGURE 4.4 – Variation du coefficient de frottement C_f à travers la zone d'interaction

La figure 4.5 montre l'évolution de l'épaisseur estimée de la couche limite. Cette épaisseur peut devenir particulièrement délicate à déterminer dans des cas de forte distorsion du profil de vitesse ou de forte variation du champ externe. Une valeur seuil de référence de la norme de vorticité est ici s lectionn e à partir des conditions rencontr es en amont à la position de référence. Cette valeur seuil est choisie au point où l'on atteint 99 pourcents de la vitesse maximale sur le profil de vitesse à ce point de référence. L'épaisseur de la couche limite est ensuite recalcul e à partir des profils moyens de la composante de vitesse tangentielle à la paroi extraits dans la direction normale à la paroi. Elle est définie par la distance à la paroi où la vorticité atteint la valeur de référence de vorticité d termin e au préalable.

La position longitudinale est indiqu e par la position relative par rapport au début de décollement et adimensionn e par sa longueur, soit $x^* = (x - x_{dec})/L_{dec}$. Le critère ainsi choisi permet de déterminer une échelle caractéristique y compris au sein de la zone décollée même si l'on ne peut bien entendu plus parler rigoureusement de couche limite dans cette zone. Cette épaisseur croît graduellement lorsque l'on progresse vers la rampe. L'écart constaté entre les trois cas étudiés s'accroît ensuite plus distinctement.

Après le passage lors du passage de la zone de décollement, l'épaississement de la couche limite apparaît d'autant moins important que la courbure est prononc e. La bosse en $(x - x_{dec})/L_{dec} \approx 0.8$ n'est pas ici représentative et est à relier à la distorsion du champ de vitesse dans la zone de décollement qui rend le critère inadapté à décrire cette zone.

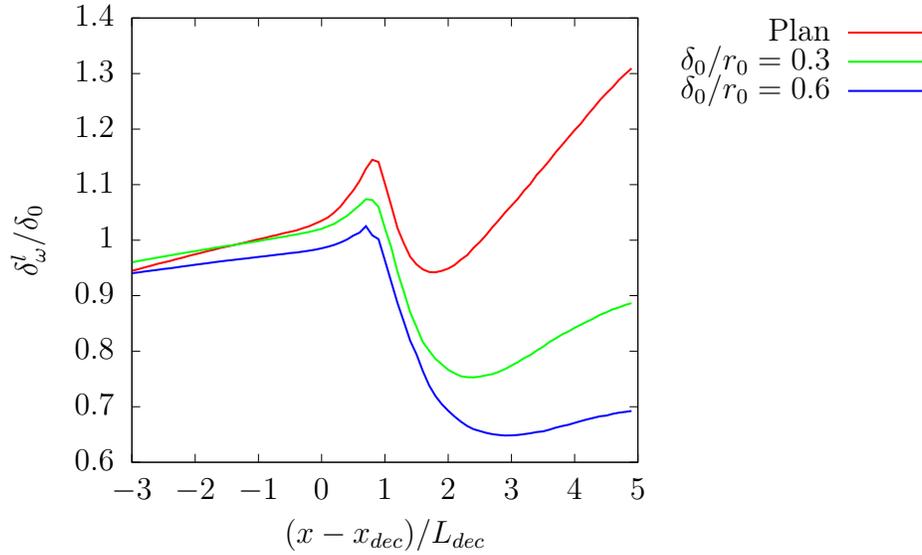


FIGURE 4.5 – Évolution de l'épaisseur de la couche limite autour de la zone d'interaction.

La figure 4.6 représente la variation de l'épaisseur de déplacement δ^* de la couche limite autour de la zone d'interaction. Un pic est observé dans la zone de l'interaction en amont du point de recollement quel que soit le cas. Après le passage de la zone de l'interaction, δ^* chute brusquement avant de diminuer plus graduellement. Tandis que δ^* en amont de l'interaction est d'autant plus importante que la courbure est importante, la tendance est inversée en aval de l'interaction. Par ailleurs, pour le cas plan, les niveaux de δ^* recouverts en aval sont proches des niveaux observés en amont. La chute relative de δ^* pour les cas en configuration axisymétrique est beaucoup plus prononcée.

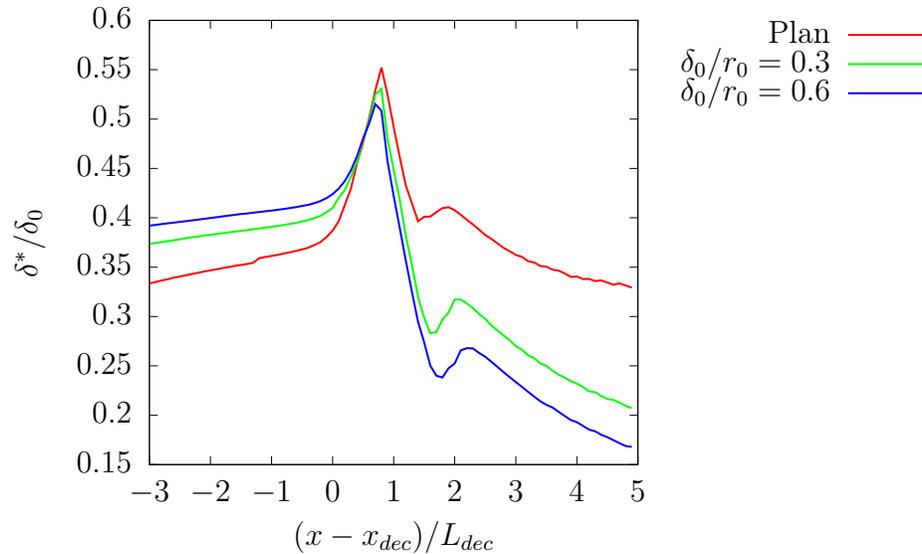


FIGURE 4.6 – Variation de l'épaisseur de déplacement autour de la zone d'interaction.

L'évolution de l'épaisseur de quantité de mouvement θ de la couche limite et du nombre

de Reynolds basé sur θ est tracée sur la figure 4.7. Tandis que θ est relativement plus élevée en amont pour les cas cylindriques et d'autant plus que la courbure est plus importante, elle chute significativement après la zone d'interaction, jusqu'à des niveaux inférieurs aux niveaux observés en amont. Pour le cas plan, θ reste en revanche plus élevé que sa valeur avant l'interaction jusqu'à la fin de la zone d'analyse. Les oscillations observées sur les profils sont ici à relier aux difficultés de détecter les zones de chocs (via uniquement l'observation du gradient de pression) pour réaliser l'intégration des profils de vitesse.

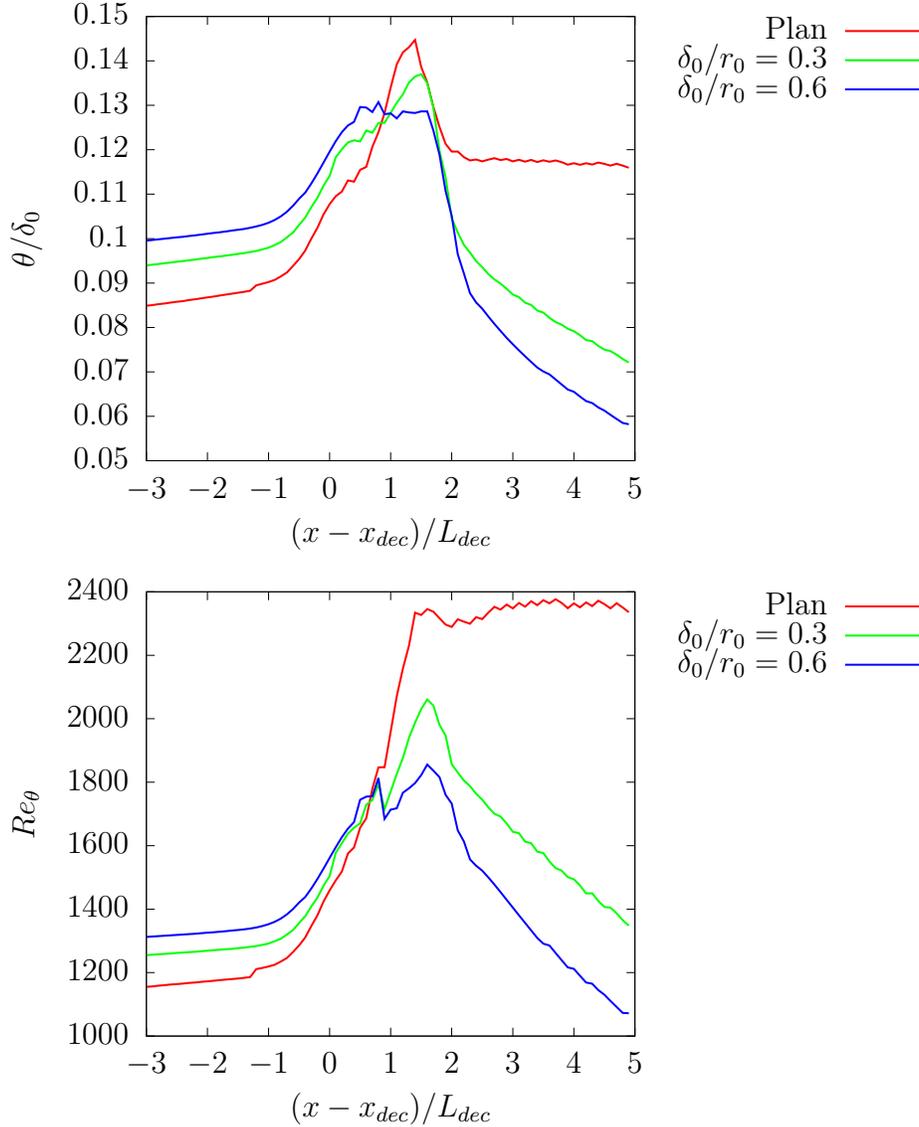


FIGURE 4.7 – Évolution de l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche limite et du nombre de Reynolds associé.

La figure 4.5 à 4.7 montrent que la relation d'ordre des épaisseurs caractéristiques pour les trois cas reste similaire pour δ mais est inversée pour δ^* et θ . Cela montre que l'augmentation

de la courbure relative conduit à une diminution des déficits de flux de masse et de quantité de mouvement près de la paroi.

4.3 Champs moyens

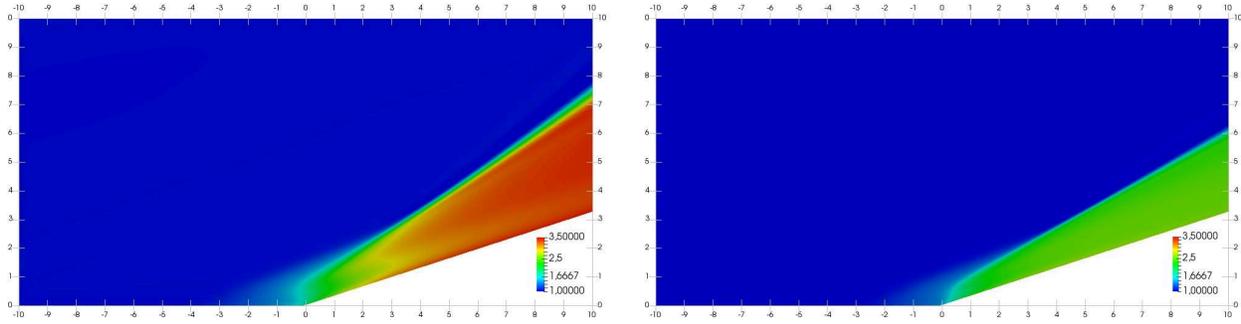
Évaluation de champs moyen

La figure 4.8 et la figure 4.9 présentent les champs moyens de quelques grandeurs principales de l'écoulement : pression p , masse volumique ρ et son gradient, composantes longitudinale u_x et radiale u_r de vitesse et vorticité associée. Les cas plan et cylindrique pour $\delta_0/r_0 = 0.6$ sont comparés. Comme attendu, le gradient de toutes les variables est globalement plus important autour du choc pour le cas plan de part le changement de géométrie. La compression dans la zone d'interaction s'étale dans une zone autour du pied de la rampe beaucoup plus étendue dans les directions longitudinale (amont et aval) et transverse, sur une distance équivalente à trois fois la hauteur de la couche limite initiale environ. La pression devient homogène au-delà de cette zone et son niveau correspond alors à la solution calculable théoriquement en situation non-visqueuse après un choc plan oblique attaché. Dans le cas cylindrique, la pression devient plus rapidement constante le long de la paroi cylindrique et atteint rapidement un niveau plus homogène dans la zone post-choc, confirmant les tendances déjà décrites précédemment à partir de la distribution de pression pariétale.

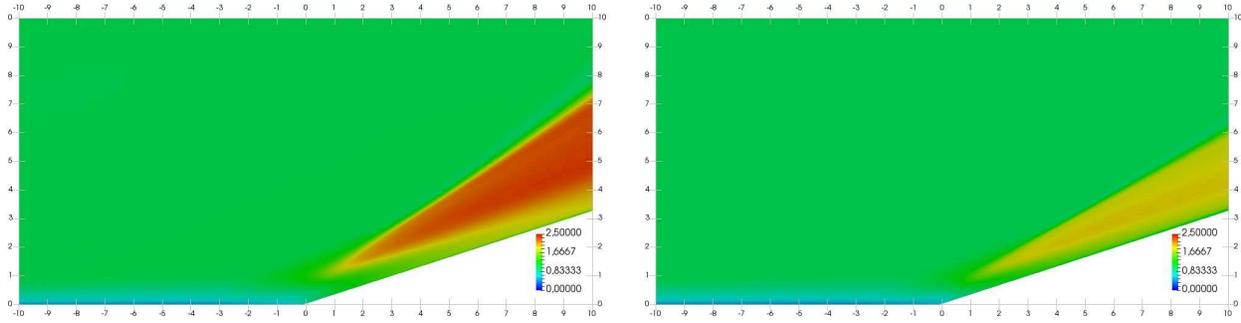
Il est important de noter qu'en géométrie plane et en situation non-visqueuse, l'écoulement s'aligne directement avec la direction imposée par la paroi en aval du choc oblique et forme une zone homogène. La situation diffère en géométrie cylindrique. L'écoulement subit d'abord une première déflexion à travers le choc cylindrique qui est inférieure à la déflexion imposée en proche paroi. Elle tend ensuite de façon asymptotique vers la direction de la paroi à l'infini aval uniquement. La solution théorique de choc conique en situation non-visqueuse (Taylor Maccoll) indique par ailleurs que les propriétés de l'écoulement (Mach, pression, température) restent constantes le long de surfaces coniques issues de la pointe conique considérées entre le choc et la paroi. L'écoulement en aval du choc cylindrique n'est également pas homogène dans notre cas et il est attendu que les conditions pilotant l'évolution de la couche limite (en se plaçant environ à iso-distance de la paroi correspondant à l'épaisseur de la couche limite) puissent continuer à évoluer alors que l'on progresse en aval. Ce changement progressif de l'orientation des lignes de courant en aval du choc cylindrique est ici plus particulièrement décelable sur les champs de \bar{u}_x et \bar{u}_r . Une fois le choc passé, il faut progresser vers l'aval pour voir les niveaux de \bar{u}_x diminuer près de la paroi et les niveaux de \bar{u}_r augmenter plus significativement. Le champ d'amplitude de vorticité suggère une diminution plus importante de l'intensité tourbillonnaire sur le bord externe de la couche limite au-delà d'une distance de quatre ou cinq fois l'épaisseur de couche limite initiale en aval du pied de la rampe. Cette observation est certes à relativiser dans la mesure où les simulations réalisées en géométrie courbe n'ont pas été initialement prévues pour capturer précisément le développement de la turbulence dans cette zone loin en aval de l'interaction. Lorsque l'on progresse selon x , la longueur curviligne de la paroi dans la direction azimutale augmente en effet significativement de sorte que les besoins en terme de résolution spatiale dans la direction azimutale s'accroissent rapidement, et ce d'autant plus que l'angle de déflexion considéré est important.

Les visualisations pseudo-Schlieren permettent également d'identifier la présence des zones

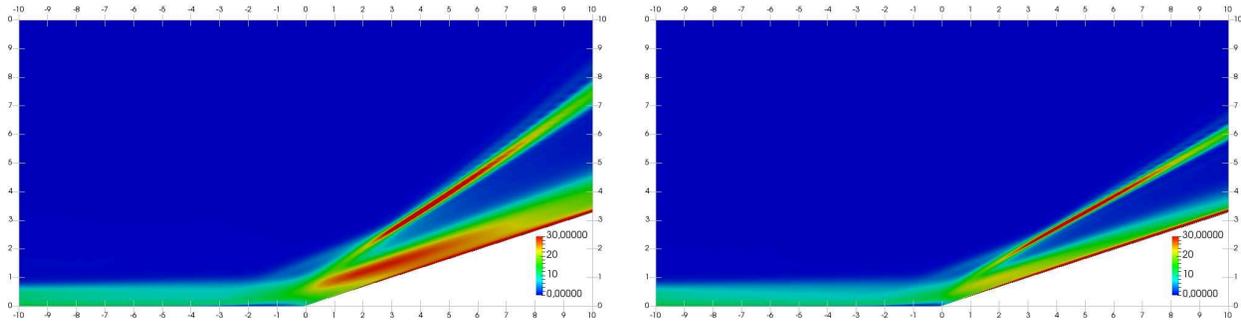
de recirculation moyenne localisées en amont du pied de la rampe (marquées par des niveaux faibles de gradient) ainsi que l'épanouissement général de la couche limite à travers la zone d'interaction. Un point remarquable est la forte réduction de l'épaississement de cette couche limite dans le cas cylindrique, ce qui est à relier au ralentissement moindre de l'écoulement et la réduction du gradient de pression dans la zone d'interaction. Dans le cas plan, une zone de forte distorsion du champ de densité (avec des niveaux de gradient comparables à ceux observés près du choc formé dans la zone externe) est observée dans la zone intermédiaire de la couche limite. Elle s'étend jusque $8\delta_0$ en aval du pied de la rampe. Les variations de densité apparaissent nettement moins marquées dans le cas de la géométrie cylindrique. Pour le cas cylindrique, la visualisation pseudo-Schlieren indique clairement une forte réduction de l'intensité des gradients de masse volumique dans la zone intermédiaire de la couche limite décollée.



(a) \bar{p}/p_∞



(b) $\bar{\rho}/\rho_\infty$



(c) Schlieren

FIGURE 4.8 – Structure moyenne de l'écoulement dans la zone d'interaction : cas plan (gauche) et cylindrique pour $\delta_0/r_0 = 0.6$ (droite) : pression, masse volumique et gradient de densité (pseudo-Schlieren).

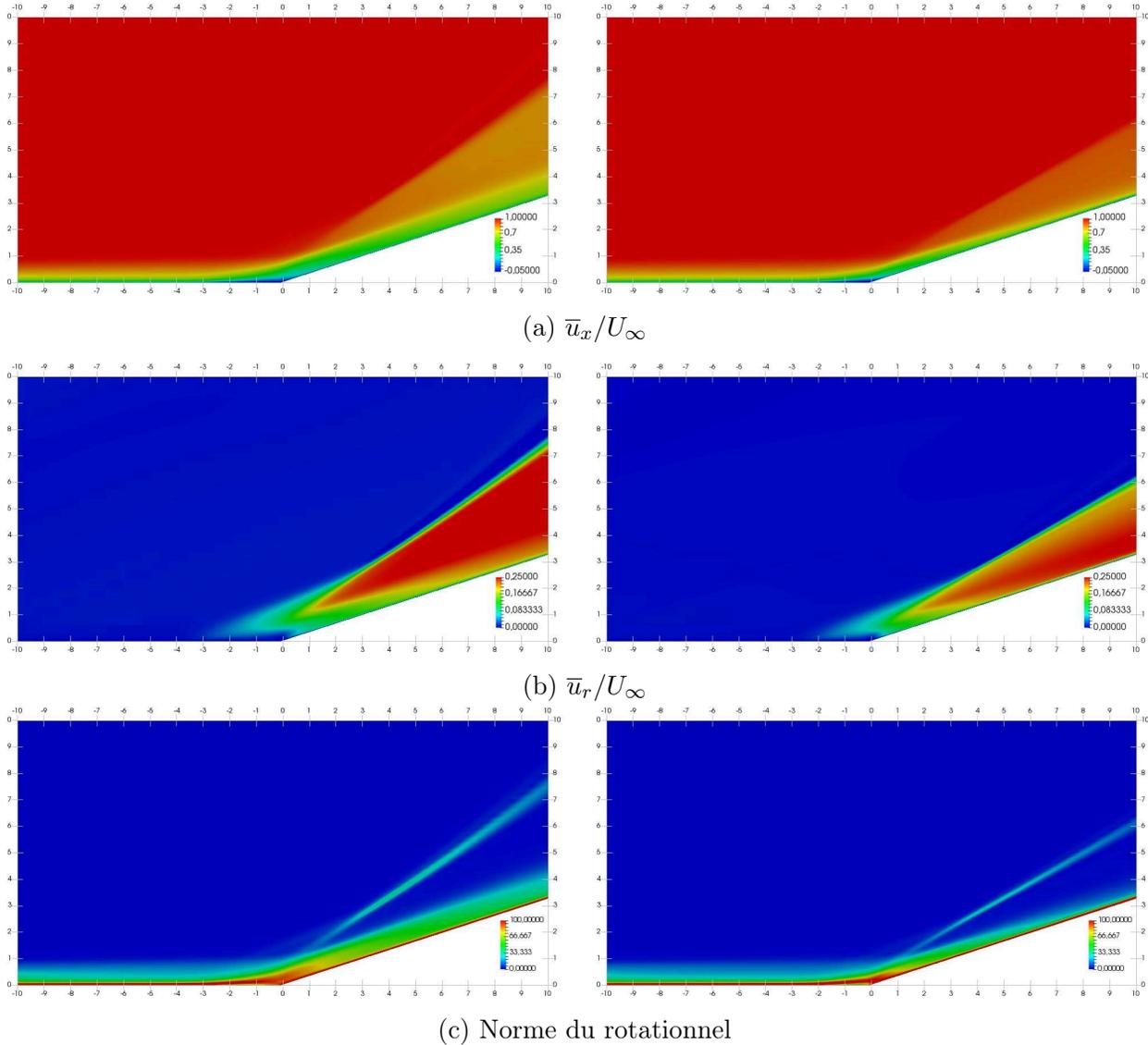


FIGURE 4.9 – Structure moyenne de l'écoulement dans la zone d'interaction : cas plan (gauche) et cylindrique pour $\delta_0/r_0 = 0.6$ (droite) : vitesse longitudinale, vitesse radiale et norme du rotationnel.

Profil de vitesse

Les analyses statistiques ont été effectuées en se replaçant dans un repère associé à la paroi de direction principale x_1 . Les plans sont extraits dans la direction normale à la paroi, notée x_2 tandis que la direction azimutale associée à ce repère local sera noté x_3 . Les composantes de vitesse extraites des simulations sont ainsi projetées dans ce repère local afin de réaliser les comparaisons entre les différents cas de calcul. Pour rappel, les directions x , r et θ représentent les directions longitudinale, radiale et azimutale pour le repère général de coordonnées cylindriques.

La figure 4.10 présente tout d'abord l'évolution classique des profils de vitesse u_1 moyennée avec pondération de van Driest pour le cas plan. Cette évolution est comparable à l'évolution

rapportée dans la littérature (voir notamment Adams [2], Wu et Martin [83]). Les profils extraits en $P1$ restent caractéristiques des profils de couche limite non-perturbée par la présence du choc. En léger aval du décollement en $P6$, une forte perturbation dans la zone d'interaction est causée par la gradient de pression négatif et le profil de vitesse u_1 moyenné présente un *dip* (diminution) caractéristique dans la région logarithmique (voir Adams [2] et Wu et Martin [83], par exemple). Cela indique que la couche limite est en déséquilibre à cette position-là. Dans notre cas, cette tendance est confirmée pour les positions $P7$ et $P9$. Le profil tend à recouvrir progressivement son allure amont dans cette zone de relaxation. On note que la zone de relaxation n'a pas pu être complètement considérée dans le domaine retenu pour réaliser l'analyse.

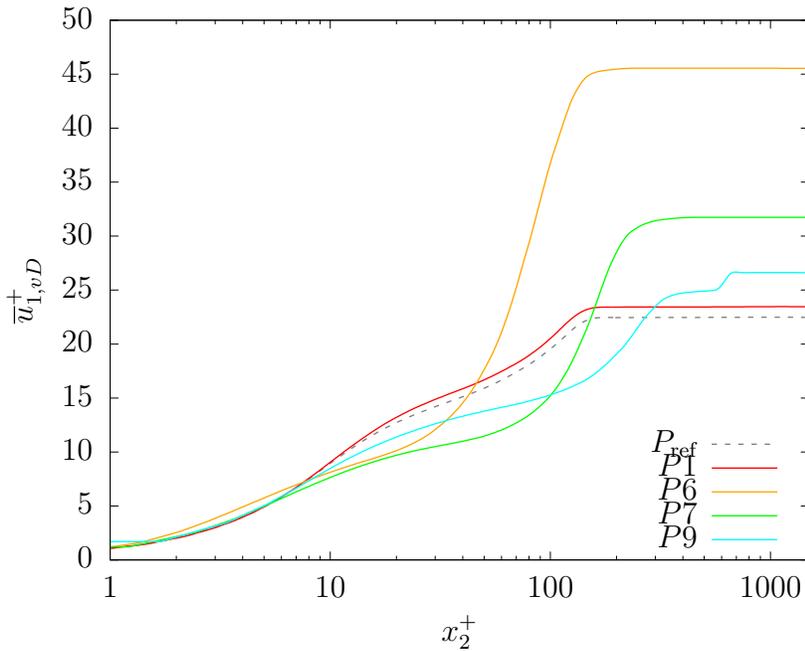


FIGURE 4.10 – Évolution en différentes positions du profil de vitesse moyenne (pondération Van Driest)

Intéressons nous à l'effet de la courbure transverse sur l'évolution de la forme de ces profils. La figure 4.11 montre l'évolution longitudinale de la moyenne de la composante de vitesse parallèle à la paroi (pondération van Driest) pour les trois cas. À la position $P1$, les trois profils restent quasiment similaires à ceux observés à la position P_{ref} . A la position $P6$ juste en aval du pied de la rampe, (i) on s'aperçoit que $\bar{u}_{1,vD}^+$ augmente d'autant plus au début de la région logarithmique dans la couche limite que la courbure relative augmente, (ii) en dehors de la couche limite $\bar{u}_{1,vD}^+$ atteint un niveau plateau d'autant plus bas que la courbure est importante. Le plan $P6$ est situé dans la zone du début de la rampe. Cependant, l'écoulement loin de la paroi (la région de plateau) est toujours situé en amont du choc dans ce cas. Cela signifie que la vitesse à l'infini radial dans cette région n'est pas affectée par le changement de géométrie est qu'elle reste identique pour les trois cas. A cette position, ces écarts de vitesse dans la région de plateau semblent donc provenir essentiellement de la variation du niveau de frottement et de \bar{u}_τ qui est utilisé pour l'adimensionnement. La ré-

augmentation du niveau de frottement en $P6$ est en effet plus rapide pour le cas présentant la plus forte courbure relative. A partir de la position $P7$, cet effet apparaît moins marqué car les niveaux de frottement pariétal sont devenus à nouveau plus proches pour l'ensemble des cas. Les profils sont également redevenus assez similaires dans la zone logarithmique. Il est à noter que le saut de $\bar{u}_{1,vD}^+$, observé à grande distance de la paroi pour ces positions les plus en aval, est naturellement relié à la présence du choc dans la zone externe de la couche limite. Ces résultats suggèrent certes que les différents niveaux de courbure conduisent à des déformations différentes de la structure de la couche limite dans la zone d'interaction. La courbure agit indirectement sur les niveaux de la région plateau à travers son action sur les niveaux de frottement. Il faut noter néanmoins que la diminution de \bar{u}_τ est aussi en partie liée à la diminution du gradient de pression et il reste délicat de discriminer l'effet de la variation du frottement de l'effet de variation de la topologie globale (réduction de la longueur et l'épaisseur de la zone décollée pour le cas présentant la plus grande courbure relative).

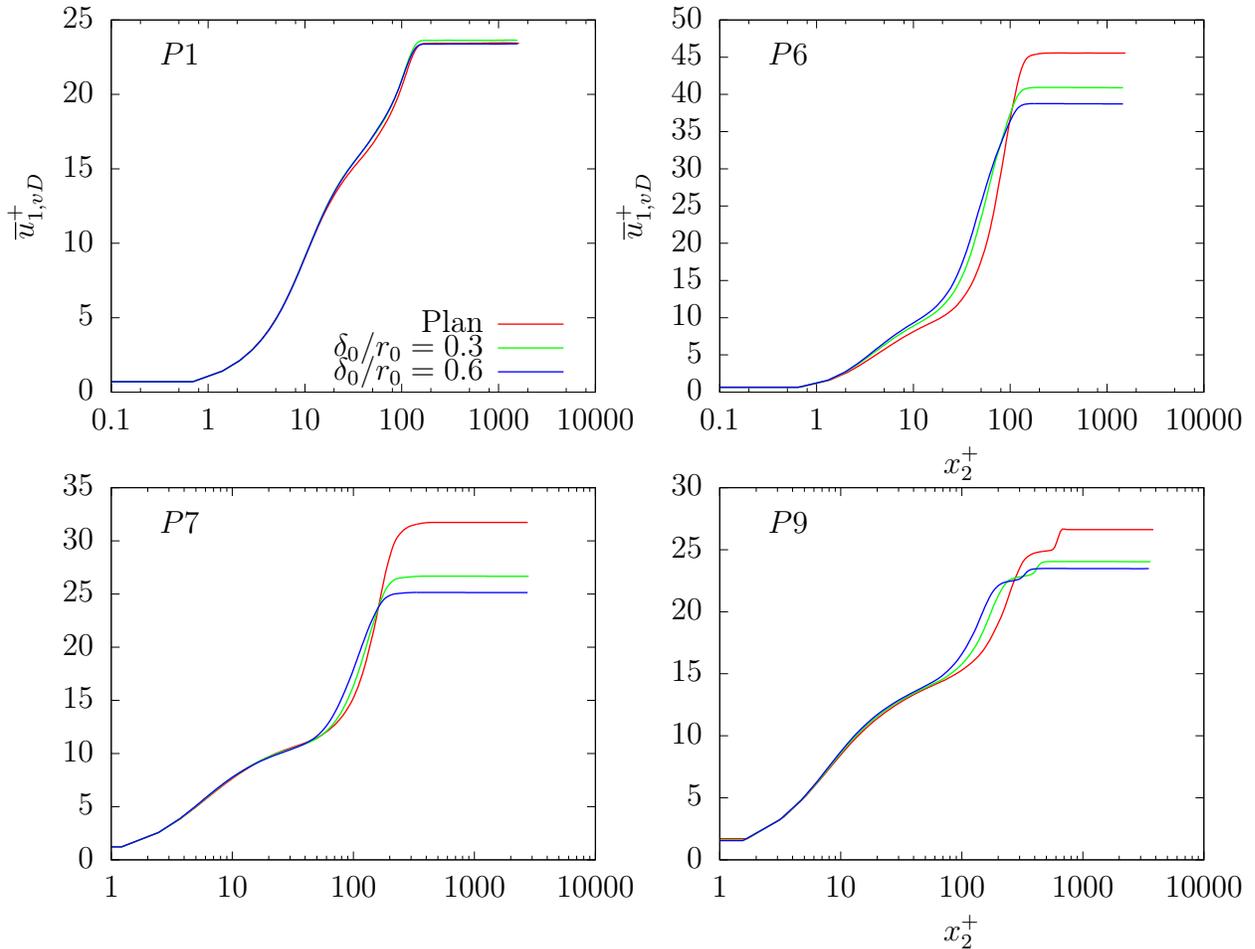


FIGURE 4.11 – Évolution de vitesse moyenne (van Driest)

On peut tracer le profil de la vitesse u_1^+ en se focalisant sur son déficit. La figure 4.12 montre le déficit de vitesse u_1 dans la couche limite pour le cas plan. U_e représente la vitesse u_1 détectée au bord de la couche limite. L'évolution de U_e est montrée dans la figure A.1 dans

l'annexe A. Un déficit significatif peut s'observer après le passage de l'interaction notamment en $P6$. Le profil se relaxe progressivement ensuite ($P7$ à $P9$) vers sa forme initiale tandis que l'on progresse vers l'aval. Il convient de noter à nouveau que la discontinuité visible sur le bord du profil est liée à la présence de l'onde de choc. Cette évolution du déficit autour de la zone d'interaction est consistante avec les observations de Shahab [69] pour le cas d'une interaction d'une couche limite avec un choc incident en configuration plane.

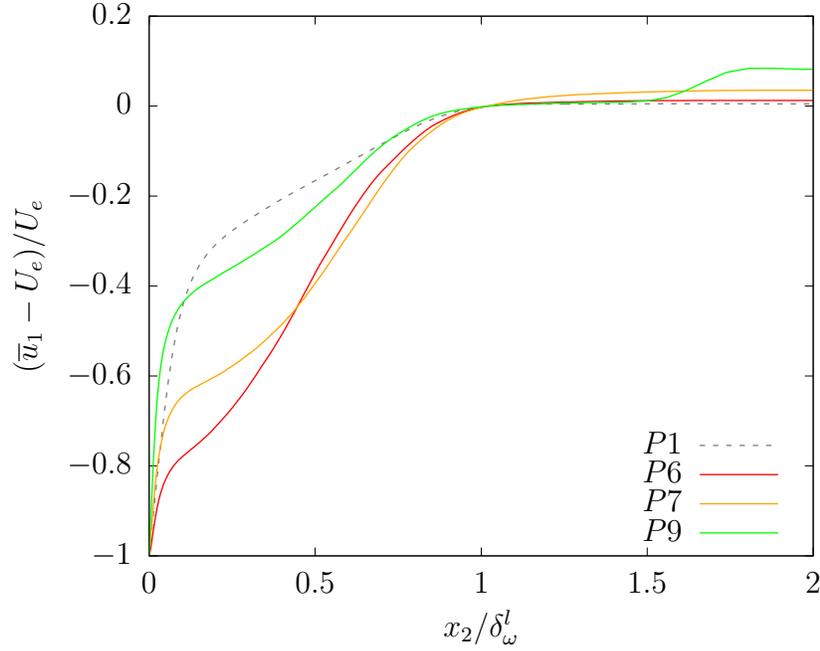


FIGURE 4.12 – Profil de déficit de vitesse \bar{u}_1 adimensionné par U_e dans le cas plan.

Le profil de déficit de vitesse est tracé sur la figure 4.13. Un déficit important devient visible pour $0.1 \lesssim x_2/\delta_\omega^l \lesssim 0.5$ dans le début de la zone de décollement (plan $P3$ à $P5$) avec des différences initialement modérées entre les cas plan et cylindrique. Les différences entre les profils des cas plan et courbes deviennent plus marquées pour les plans d'analyse suivant $P6$ et $P7$ et suivent les tendances de comportement attendu au vue de l'évolution de l'extension de la zone décollée. L'extension du décollement en amont de la rampe évolue de façon significative entre les deux cas présentant une courbure pariétale. Il est intéressant de noter néanmoins que la distorsion du champ moyen reste assez similaire pour les deux cas et se traduit par des profils de déficit de vitesse relativement semblables. Ces résultats suggèrent que les différences plus marquées notées précédemment sur les profils de vitesse en unités de paroi proviennent avant tout de l'évolution du frottement pariétal qui est plus marqué pour le cas $\delta_0/r_0 = 0,6$.

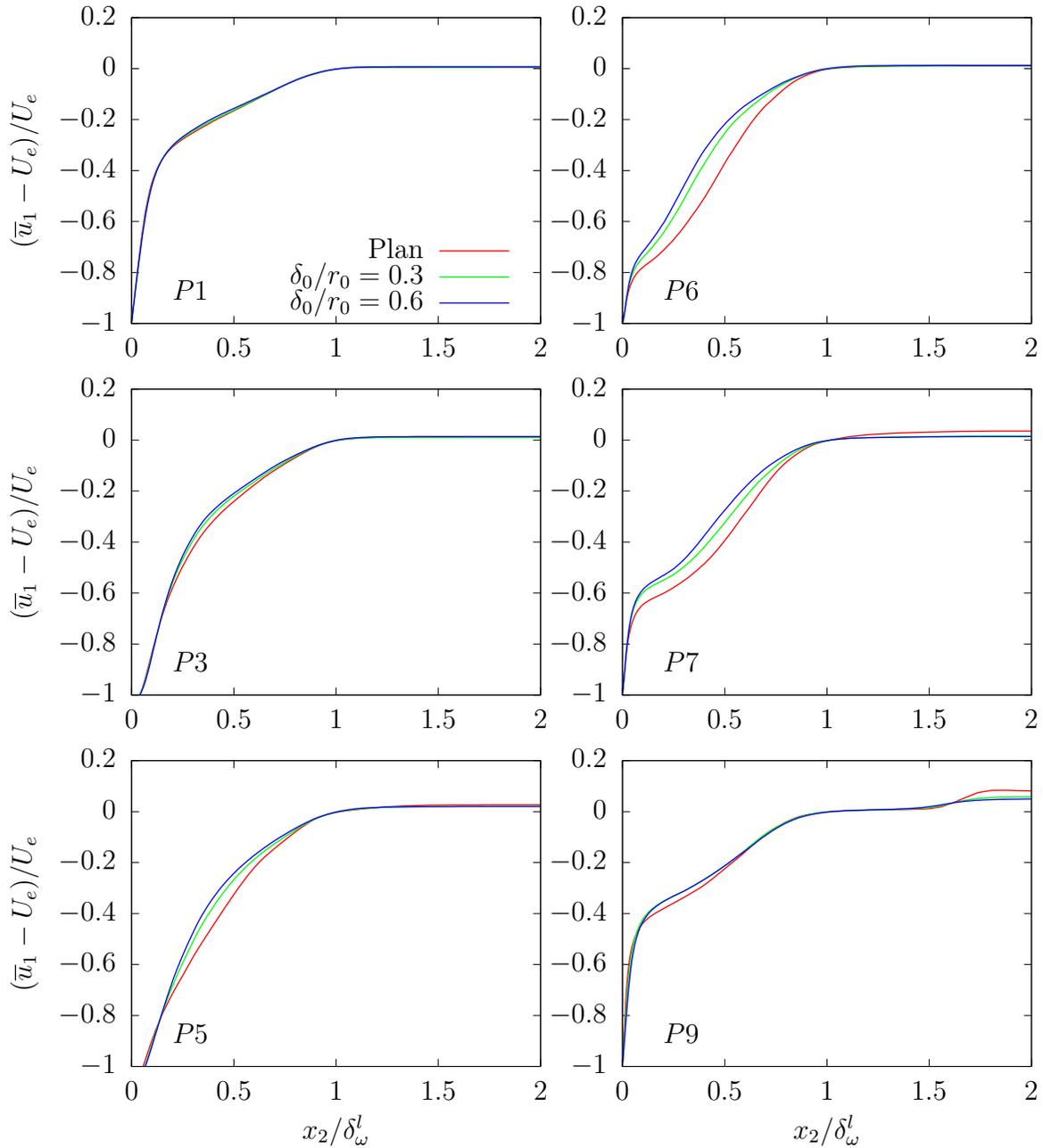


FIGURE 4.13 – Comparaison des profils de déficit de vitesse $(\bar{u}_1 - U_e)/U_e$ entre les cas plan et cylindriques.

4.4 Champ turbulent

La zone d'interaction est le siège d'une forte augmentation de l'intensité des fluctuations des variables turbulentes. Ces caractéristiques ont été largement explorées en géométrie de rampe plane dans des études telles que celles de Adams [2], Wu et Martin [83], Adler [4], Priebe [58], Smits et Muck [73]. Dans cette section sont synthétisées les principales différences

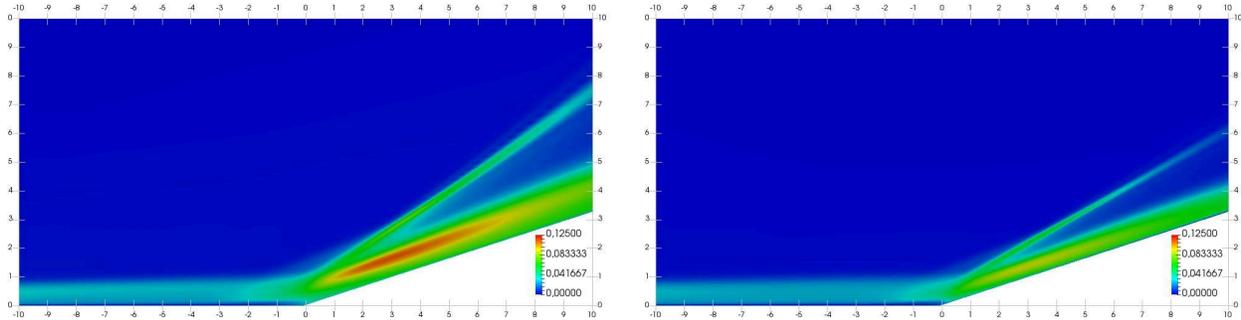
observées sur la structure du champ turbulent entre les cas plan et courbe.

Intensité des fluctuations

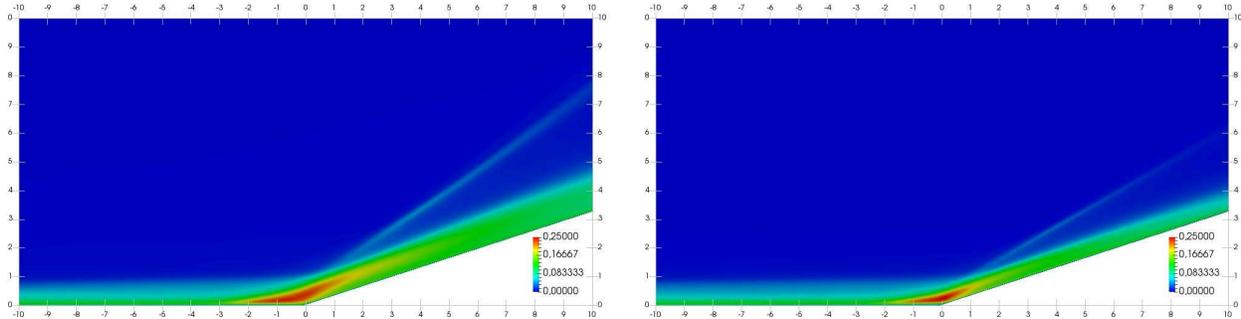
La figure 4.14 compare la topologie des champs de fluctuations de masse volumique ρ' et des composantes de vitesse ré-estimées en repère cylindrique u'_x , u'_r et u'_θ pour les cas plan et courbe à $\delta_0/r_0 = 0,6$. De façon générale, les niveaux de fluctuations sont nettement atténués dans le cas où la paroi est courbe.

Le champ de $\overline{\rho'\rho'}$ présente une topologie très similaire à celle décrite via la visualisation pseudo-Schlieren précédemment montrée. Cette zone de forte gradient de densité correspond également à une zone de forte interaction des structures turbulentes de la couche limite en cours de ré-alignement avec la direction de la paroi. Cette zone se situe entre le début de la rampe et $9\delta_0$ en aval pour le cas plan et le début de la rampe et $5\delta_0$ en aval pour le cas courbe $\delta_0/r_0 = 0,6$.

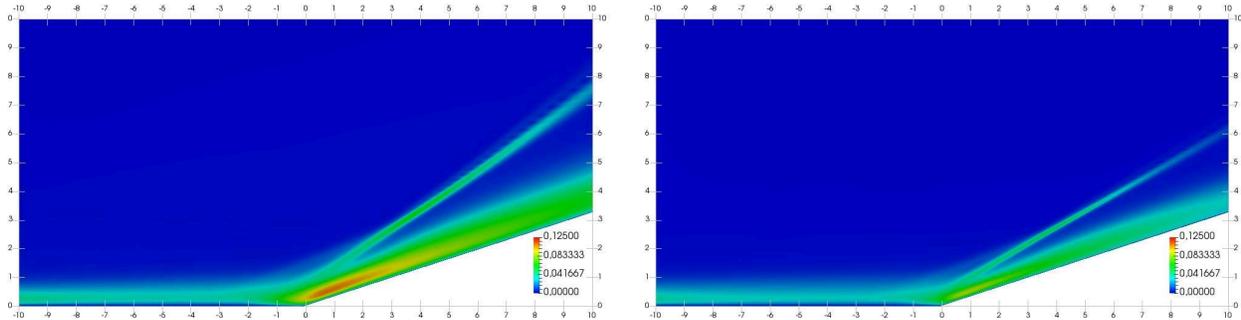
On note une forte augmentation des niveaux de $\overline{u'_x u'_x}$ à proximité de l'interaction. Cette zone s'étend sur une longueur de $3\delta_0$ en amont du pied de la rampe pour le cas plan et de $1,5\delta_0$ pour le cas $\delta_0/r_0 = 0,6$. Ces zones correspondent à la partie haute de la zone de décollement et ont une longueur du même ordre que la longueur du décollement moyen ($L_{dec} = 1,84$ pour le cas plan et $L_{dec} = 1,40$ pour le cas $\delta_0/r_0 = 0,6$). Les niveaux maximum restent globalement similaires pour les deux cas présentés mais se concentrent autour d'une zone plus restreinte pour le cas où la paroi est courbe. Par rapport au cas plan, les contraintes radiale et azimutale (direction r et θ), sont en revanche moins amplifiées dans le cas cylindrique et se concentrent sur une région localisée beaucoup plus près de la paroi. Ce comportement semble indiquer une augmentation moins importante des interactions tri-dimensionnelles dans la zone d'interaction et en aval pour le cas avec paroi courbe.



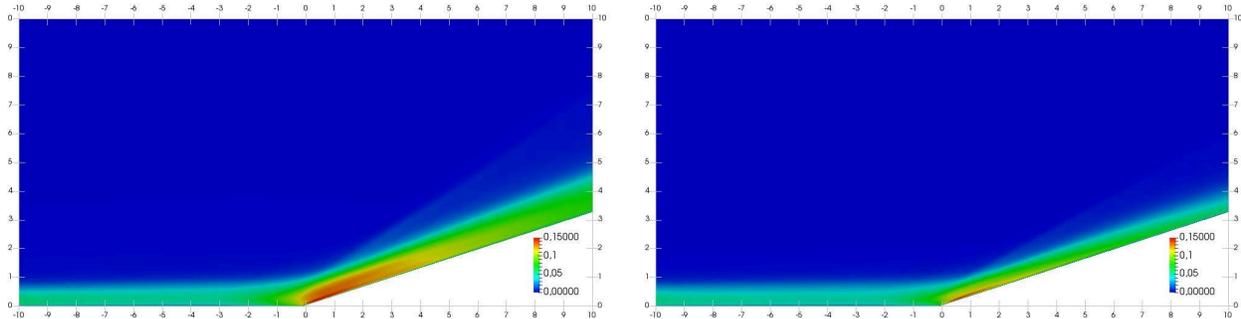
(a) $\overline{\rho' \rho'} / \rho_\infty^2$



(b) $\overline{u'_x u'_x} / U_\infty^2$



(c) $\overline{u'_r u'_r} / U_\infty^2$



(d) $\overline{u'_\theta u'_\theta} / U_\infty^2$

FIGURE 4.14 – Comparaison des champs de fluctuations : gauche - cas plan (droite) et cas cylindrique avec $\delta_0/r_0 = 0,6$

Les facteurs d’amplification des contraintes turbulentes sont évalués pour nos simulations et comparés à différentes estimations données dans la littérature et reportées dans le tableau 4.3. Ce facteur d’amplification correspond au rapport de l’amplitude maximale des contraintes observées au sein de la zone d’interaction avec l’amplitude mesurée en amont. Ce facteur dépend certes beaucoup des différents facteurs géométriques (rampe versus choc incident) et physiques (intensité du choc et déflexion effective, nombre de Reynolds, etc) du problème considéré. On note néanmoins que les facteurs d’amplification reproduits dans notre cas restent globalement inférieurs à ceux indiqués par Adams [2] dont les paramètres de simulation en géométrie plane sont les plus proches de ceux retenus pour la présente étude. Cet écart semble pouvoir être dû à la fois à un effet de nombre de Reynolds effectif de la couche limite, qui est plus faible dans la présente étude, et à l’utilisation de filtres numériques sensiblement trop diffusifs dans la zone de rampe.

Cas	Référence	Mach	Composantes étudiées	Facteur d’amplification			
				u_1u_1	u_2u_2	u_3u_3	u_1u_2
Rampe de compression, 18°	Adams [2]	3.0	$\overline{\rho u_i'' u_j''}$	4.0	n.a.	n.a.	13.0
Rampe de compression, 24°	Wu et Martin [83]	2.9	$\overline{\rho u_i' u_j'} / \overline{\rho} U_\infty^2$	6.0	12.0	6.0	24.0
Rampe de compression, 20°	Smits et Muck [73]	2.9	$\overline{\rho u_i' u_j'} / \rho_\infty U_\infty^2$	7.0	n.a.	n.a.	12.0
Cas plan, 18°	notre DNS	3.0	$\overline{\rho u_i' u_j'} / \rho_\infty U_\infty^2$	3.6	9.0	5.6	8.8
Cas $\delta/r = 0.3$, 18°	notre DNS	3.0	$\overline{\rho u_i' u_j'} / \rho_\infty U_\infty^2$	3.7	8.3	7.9	8.5
Cas $\delta/r = 0.6$, 18°	notre DNS	3.0	$\overline{\rho u_i' u_j'} / \rho_\infty U_\infty^2$	3.4	8.1	6.7	8.5

TABLE 4.3 – Facteur d’amplification des contraintes turbulentes.

La figure 4.15 présente plus en détails l’évolution des contraintes turbulentes à travers la zone d’interaction dans le cas plan. Le pic de contraintes longitudinales, initialement situé vers $x_2/\delta_\omega^l = 0.08$ au niveau du plan $P1$, est largement amplifié tandis qu’il se décale progressivement vers des positions plus éloignées de la paroi au sein de la couche limite quand on progresse vers l’aval. Ces observations sont qualitativement similaires à celles rapportées par Wu et Martin [83] et Shahab [68]. Au fur et à mesure que l’on progresse en aval dans la zone de relaxation, la zone de forte contraintes longitudinales s’étale progressivement à travers l’ensemble de la couche limite avec des niveaux qui décroissent rapidement tandis que le pic en proche paroi se reforme. Les pics pour les composantes $u_2' u_2'$, $u_3' u_3'$ et $u_1' u_2'$ sont initialement localisés en $x_2/\delta_\omega^l \approx 0.25$, $x_2/\delta_\omega^l \approx 0.03$ et $x_2/\delta_\omega^l \approx 0.3$ respectivement. Les contraintes azimutales augmentent de façon relativement homogène sur l’ensemble de la zone de couche limite. Le pic de contraintes normales à la paroi augmente d’abord en se décalant de la paroi à la traversée de la zone d’interaction avant de former une zone de contraintes élevées qui s’étend également assez largement sur l’ensemble de la couche limite. Les profils de contraintes croisées impliquant la fluctuation de vitesse dans la direction azimutale

sont également tracés. Les niveaux tendent vers zéro, comme attendu pour un écoulement axisymétrique en moyenne, l'écart étant ici lié à la non parfaite convergence statistique des données générées.

L'amplification des contraintes turbulentes dépend fortement des directions considérées. On atteint ainsi une valeur maximale de la composante $u'_1 u'_1$ sur le plan $P4$. En revanche, $u'_2 u'_2$, $u'_3 u'_3$ et $u'_1 u'_2$ continuent de progresser et n'atteignent leur niveaux maximum qu'autour des plans $P6$, $P7$. Cette variation différente du taux d'amplification en fonction de la contrainte est consistante avec les observations d'Adams [2] qui a également observé une amplification maximale de $u_1 u_2$ située en aval de celle observée pour $u'_1 u'_1$. Si les tendances ici observées restent qualitativement similaires à celles rapportées dans la littérature, on notera qu'il reste délicat d'effectuer des comparaisons quantitatives plus précises car l'évolution des contraintes turbulentes dans la zone d'interaction hors équilibre dépend fortement des conditions amont de Reynolds et de l'intensité de l'interaction, paramètres rarement parfaitement similaires d'une étude à l'autre.

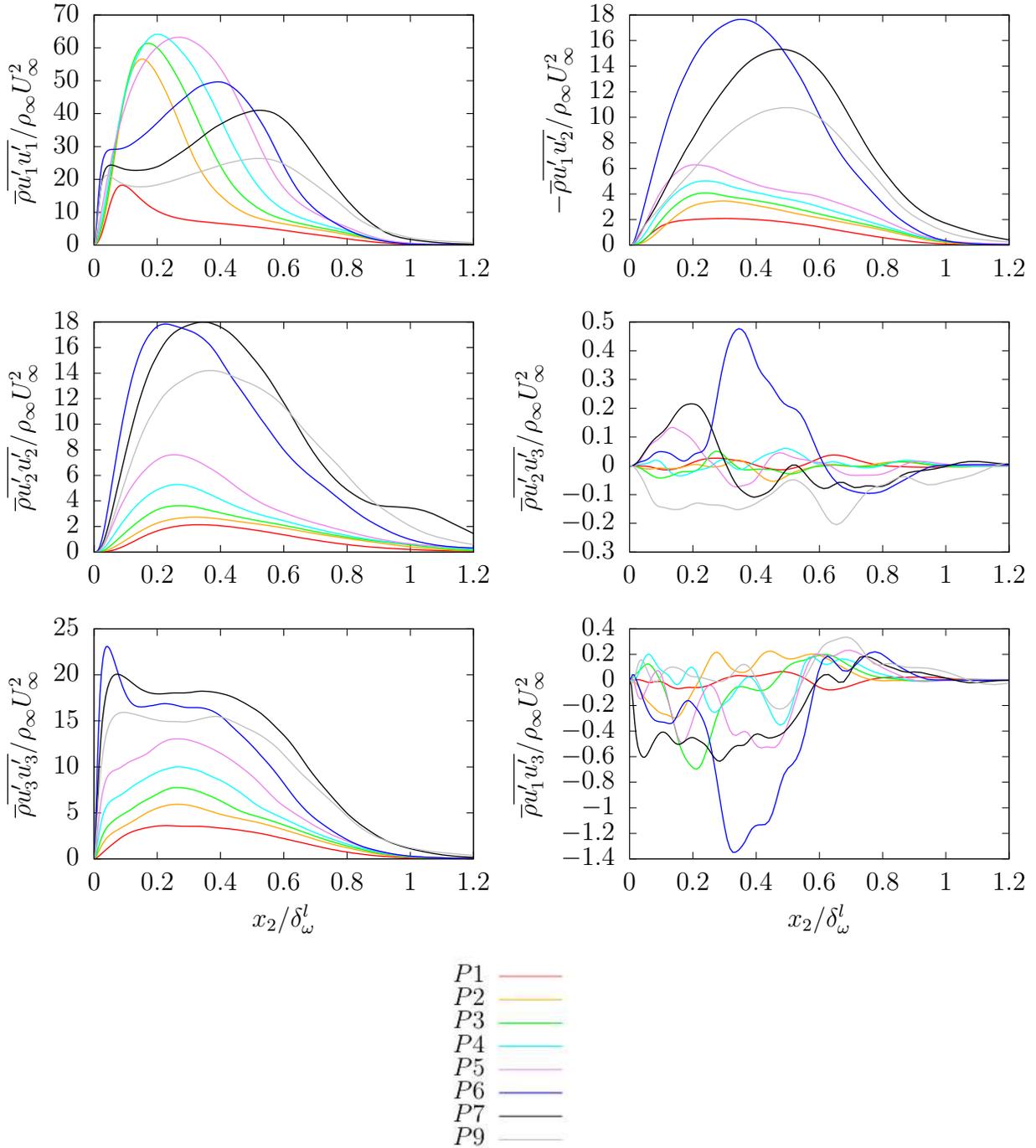


FIGURE 4.15 – Évolution des profils de contraintes turbulentes à travers la zone d’interaction dans le cas plan (multipliées par 10^3).

Les figures 4.16 et 4.17 comparent qualitativement les évolutions longitudinales des profils de contraintes turbulentes entre le cas plan et les cas avec paroi courbe. On rappelle que les distributions des contraintes longitudinales restent relativement similaires en amont de l’interaction quel que soit le cas considéré. En aval de la zone de l’interaction, en *P6*, on constate en revanche que l’amplification des contraintes longitudinales a été sensiblement

plus élevée pour les cas avec paroi courbe et que le pic externe de contraintes longitudinales s'est d'autant plus décalé vers la paroi que la courbure relative est prononcée, passant de $x_2/\delta_\omega^l \approx 0.4$ à 0.2 environ. Quand on augmente la courbure relative, ce pic se décale à nouveau progressivement vers l'extérieur de la couche limite pour atteindre en *P9* une position similaire à celle observée pour le cas plan, mais avec des niveaux sensiblement inférieurs. Le premier pic ré-émergeant en proche paroi se décale en revanche plus nettement à des distances plus élevées en présentant des niveaux plus importants. Les contraintes dans la direction normale à la paroi se comportent de façon relativement homogène quelle que soit la courbure. Pour l'ensemble des positions longitudinales considérées, les niveaux diminuent d'autant plus que la courbure est prononcée.

Même si le pic de contraintes azimutales en proche paroi semble être peu affecté par le niveau de courbure, l'amplification de ces contraintes dans le reste de la couche limite est beaucoup plus significativement réduite. On note également que l'augmentation des niveaux de cisaillement sont initialement relativement similaires, même s'ils se concentrent dans une région localisée plus près de la paroi dans le cas cylindrique. Pour les derniers plans d'analyse, on constate en revanche une évolution non-homogène de la distribution du cisaillement turbulent. Après avoir chuté significativement entre *P6* et *P7*, et ce d'autant plus que la courbure est prononcée, les niveaux ré-augmentent progressivement.

Au regard des observations précédentes, il apparaît que le changement de géométrie conduit à une modification importante de la structure de la turbulence en aval de la zone d'interaction. Le changement de géométrie conduit à un moindre ralentissement de l'écoulement à travers la zone d'interaction et à une augmentation progressive de l'espace disponible dans la direction azimutale en aval, réduisant les interactions tourbillonnaires à plus grande échelle dans la direction azimutale. Il conduit à un renforcement non négligeable des contraintes longitudinales en proche paroi et une atténuation significative des contraintes azimutales et du cisaillement turbulent.

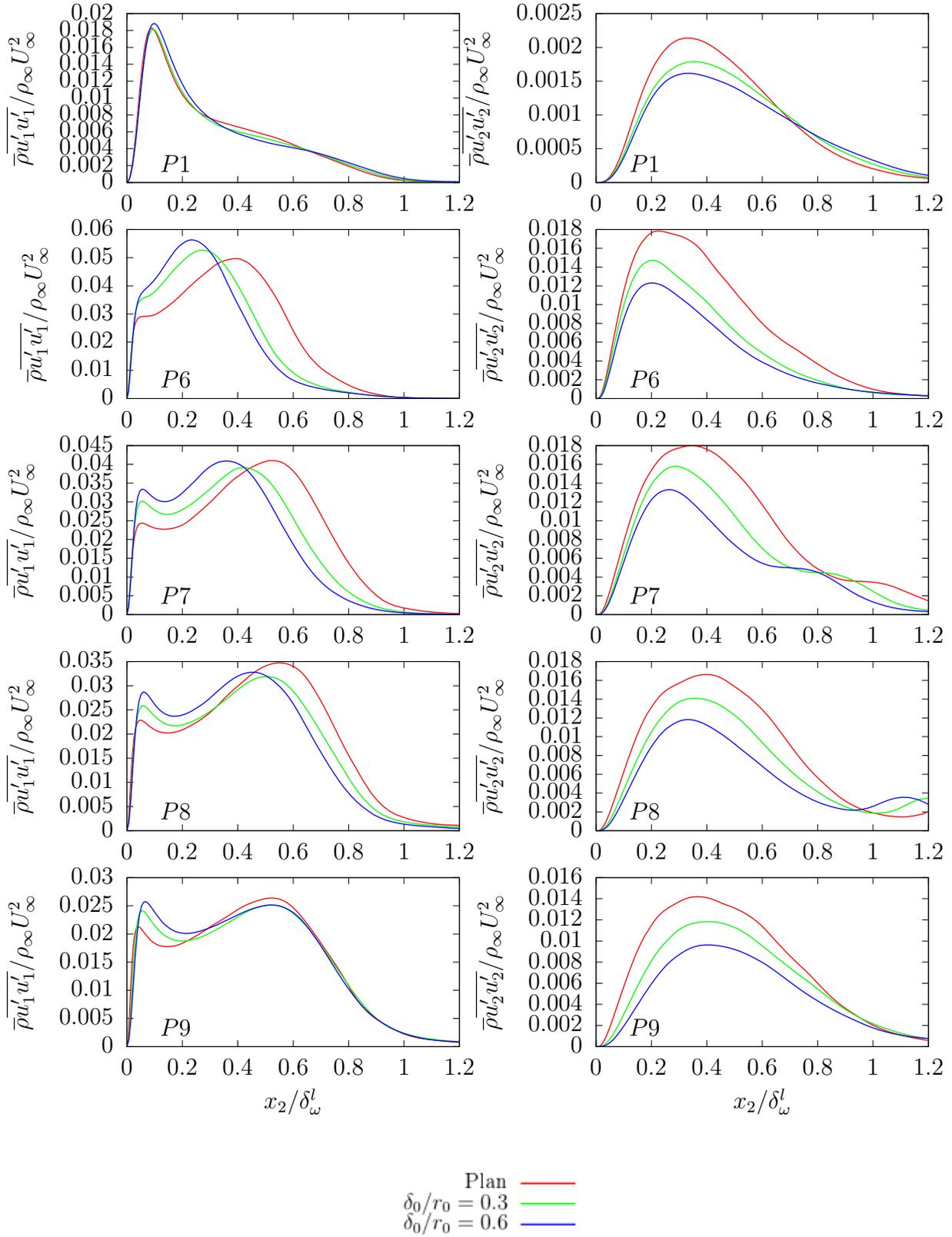


FIGURE 4.16 – Évolution des contraintes turbulentes à travers la zone d'interaction : composante $u_1'u_1'$ (gauche) et $u_2'u_2'$ (droite), zone amont $P1$ à aval ($P6$ à $P9$) (de haut en bas).

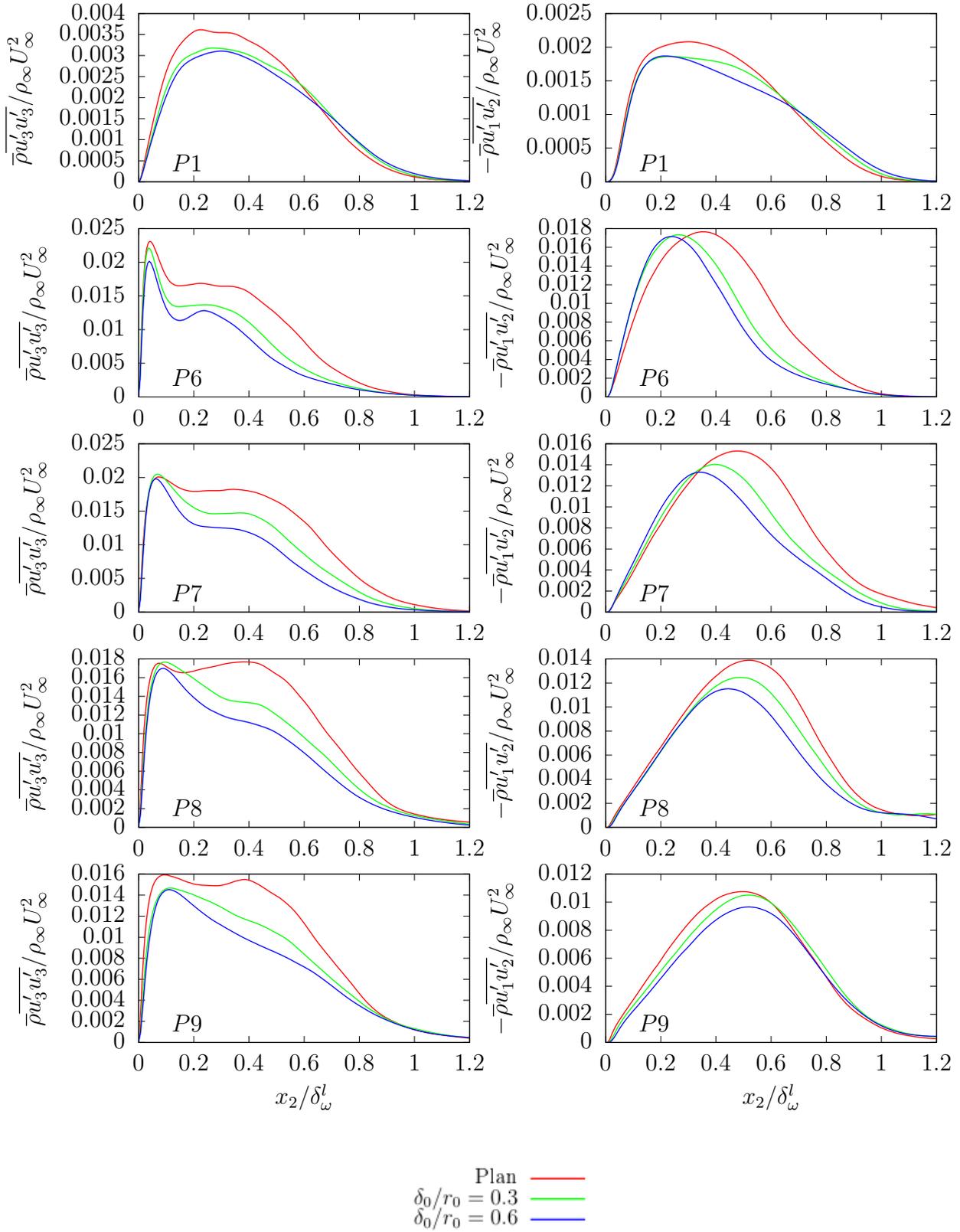
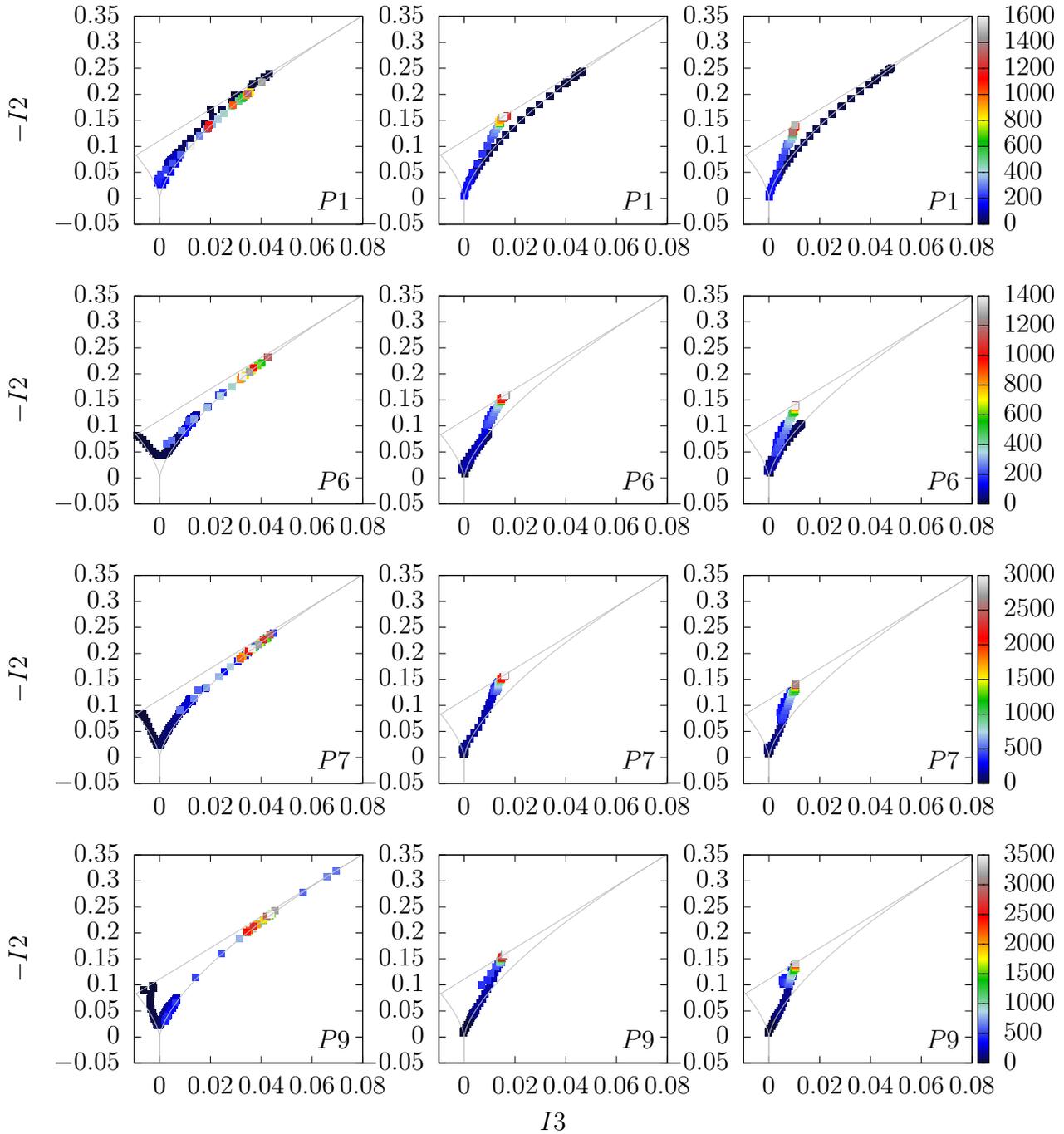


FIGURE 4.17 – Évolution des contraintes turbulentes à travers la zone d'interaction : composante $u_3'u_3'$ (gauche) et cisaillement $u_1'u_2'$ (droite), zone amont P1 à aval (P6 à P9) (de haut en bas).

Anisotropie des contraintes turbulentes

Les invariants du tenseur d'anisotropie des contraintes \bar{b}_{ij} sont analysés plus en détails dans cette section. Leur évolution nous renseigne sur l'évolution de la structure de la turbulence et dans une certaine mesure sur l'évolution de la forme des structures cohérentes qui la composent. La figure 4.18 compare l'évolution des cartographies des invariants (invariant map) en fonction de la position (amont pour $P1$, puis en aval $P6$ à $P9$) et du cas considéré. Au niveau du plan $P1$ situé en amont de l'interaction, on retrouve les tendances précédemment décrites pour la position de référence P_{ref} . On observe une évolution allant de la frontière bi-composantes en proche paroi, puis un comportement plus isotrope au milieu de la couche limite et enfin une tendance à rejoindre la frontière basse du triangle limite, caractéristique de la turbulence présentant des structures dites en cigares ("axisymmetric rod-like") qui peut être ici associée au ré-alignement privilégié des structures avec la direction principale de l'écoulement dans la zone de sillage de la couche limite. Juste en aval du pied de la rampe $P6$, la turbulence en proche paroi ($x_2^+ \lesssim 400$) présente désormais une structure de type "Axisymmetric disk-like turbulence" tandis que les structures continuent d'évoluer dans la partie haute selon un mode de type "axisymmetric rod-like". Il faut attendre le plan $P9$ pour voir apparaître un état de turbulence en proche paroi commençant de nouveau à suivre la frontière bi-composantes, plus typique d'une couche limite retournant vers son état d'équilibre en situation plane.

Comme observé précédemment, pour le cas avec paroi courbe, la structure de la turbulence en proche paroi en amont de l'interaction suit initialement un comportement opposé à celui observé au sein d'une couche limite plane. Au lieu de suivre la frontière limite bi-composantes, les invariants suivent la frontière opposée du triangle limite ("axisymmetric rod-like") avant de tendre vers un comportement isotrope au milieu de la couche limite (comme dans le cas plan). Ils évoluent ensuite vers la limite à deux composantes principales. En sortant de la zone d'interaction, au niveau du plan $P6$, au lieu d'observer un transfert des états estimés en proche paroi vers la frontière "disk-like" comme dans le cas plan, les structures montrent désormais un comportement plus proche de l'isotropie dans le cas courbe. Cette tendance se renforce au fur et à mesure que l'on progresse ensuite vers l'aval.



ema

FIGURE 4.18 – Carte des invariants d’anisotropie (affiché tout les deux points), cas plan (gauche), cylindrique $\delta_0/r_0 = 0.3$ et $\delta_0/r_0 = 0.6$ de gauche à droite ; La couleur est x_2^+

4.5 Structure azimuthale de la zone d'interaction

Corrélation spatiale

L'ajout d'une courbure transverse conduit à une augmentation de l'espace dans la direction azimuthale, disponible pour les structures se développant au sein de la couche limite, et notamment dans la partie haute de la couche limite. Cela peut a priori conduire à une possible modification des échelles caractéristiques observables à travers la couche limite et la zone d'interaction. Deux hauteurs relatives à la paroi identiques sont choisies pour estimer la corrélation spatiale entre fluctuations de vitesse dans la direction azimuthale, dans la partie basse $x_2/\delta_\omega^l = 0,2$ et haute $x_2/\delta_\omega^l = 0,8$ de la couche limite. Cette fonction de corrélation est estimée à différentes positions en amont et aval de la zone d'interaction pour les différents cas de courbure considérés. La figure 4.19 présente l'évolution longitudinale de cette fonction de corrélation pour la composante longitudinale u_1' de vitesse. Au niveau du plan $P1$, les caractéristiques observées dans la zone amont sont conservées. En amont de l'interaction, près de la paroi, la corrélation azimuthale entre fluctuations de vitesse longitudinale reste assez similaire quel que soit le niveau de courbure. On observe la chute de la corrélation sur une distance environ égale au quart de l'épaisseur locale de la couche limite tandis que les fluctuations deviennent légèrement anti-corrélées à une distance égale à la moitié de l'épaisseur locale de la couche limite. Un niveau quasiment nul de corrélation est atteint au-delà d'une fois l'épaisseur de couche limite. On constate tout au plus que la distance caractéristique L_R près de la paroi (distance sur laquelle la corrélation passe à zéro) est légèrement plus courte pour les cas cylindriques. Cela soutient l'idée d'un comportement assez universel en proche paroi (organisé autour de la formation des streaks et allées de hairpin). La décorrélation des fluctuations dans la direction azimuthale semble s'opérer beaucoup plus rapidement dans le cas plan quand on s'éloigne de la paroi. Ceci n'est pas le cas pour les cas courbes pour lesquels, même à une distance élevée de la paroi, la corrélation présente un comportement qui reste similaire à celui observé en plus proche paroi. Cela semble traduire un niveau plus organisé des structures dans la partie haute de la couche limite pour les cas présentant une courbure transverse. La figure 4.19 montre que ce niveau d'organisation se maintient à travers la zone d'interaction. Quelle que soit la position considérée en aval dans la zone de relaxation, le comportement de la corrélation azimuthale reste similaire pour les cas plan et courbes. En revanche, la corrélation azimuthale des fluctuations de vitesse longitudinales tend plus rapidement vers un niveau plateau nul pour le cas plan en haut de la couche limite tandis que des oscillations entre zone corrélées et décorrélées (certes de faible amplitude) restent nettement visibles sur cette partie haute de la couche limite quand on augmente la courbure transverse.

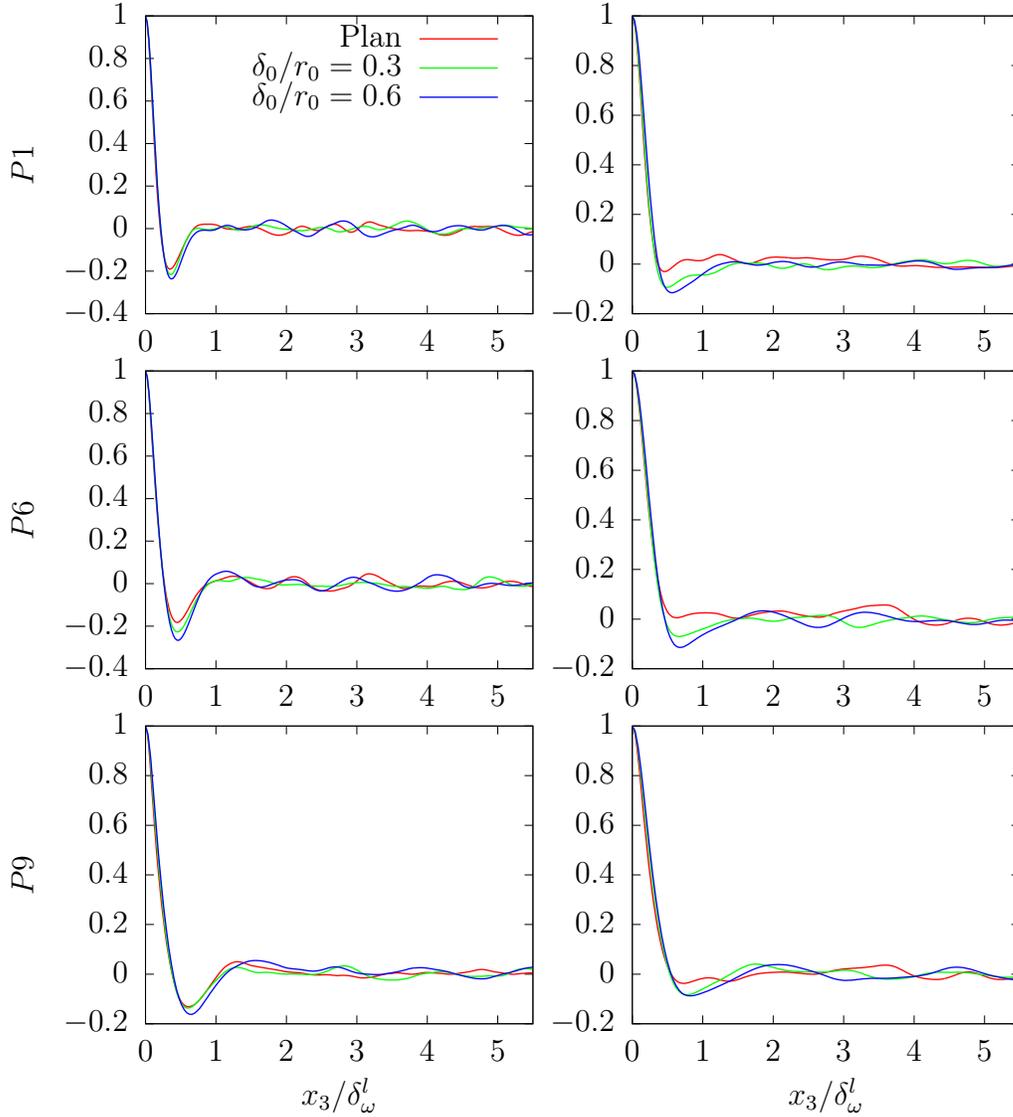


FIGURE 4.19 – Corrélation $R_{u'_1, u'_1}(x_3)/R_{u'_1, u'_1}(0)$: à $\delta_\omega^l = 0.2$ (gauche), 0.8 (droite)

Distribution spectrale de l'énergie fluctuante

Les spectres des distributions des fluctuations selon la direction azimutale sont évalués. La figure 4.20 montre l'évolution de ces spectres d'énergie à travers la zone de l'interaction. En amont de l'interaction, au niveau du plan $P1$, on constate que les distributions spectrales reste identiques pour les cas plan et cylindrique tant que l'on reste suffisamment près de la paroi (ici $0.2\delta_\omega^l$). L'énergie reste concentrée dans une bande de basses fréquences spatiales tel que $k_3\delta_\omega^l \lesssim 1$. Lorsque l'on se considère la partie haute de la couche limite (ici $0.8\delta_\omega^l$), l'énergie sur cette bande de fréquences ($k_3\delta_\omega^l \lesssim 1$) s'accroît de façon significative. Ce comportement est associé à la plus large extension des plus grosses structures pouvant se développer vers le bord de la couche limite dans le cas courbe. Juste après le passage à travers la zone d'interaction, au niveau du plan $P6$, on peut constater un accroissement nettement plus significatif de

l'énergie sur l'ensemble du spectre dans les cas cylindrique près de la paroi, d'autant plus prononcé que le niveau de courbure est élevé. Au contraire, l'accroissement de l'énergie de fluctuation apparaît inhibé dans la partie externe de la couche limite. Lorsque l'on progresse vers l'aval, le comportement observé en proche paroi en aval de l'interaction se maintient avec une diminution progressive et homogène sur le spectre de l'énergie pour l'ensemble des cas. Dans la partie supérieure de la couche limite, on constate un accroissement relativement homogène de l'énergie de fluctuation dans le cas plan. En revanche, un accroissement plus important de l'énergie contenue dans les plus petites structures (plage de fréquences hautes) est observé tandis que l'énergie contenue dans les plus grosses structures (plage basse de la gamme de fréquences) augmente.

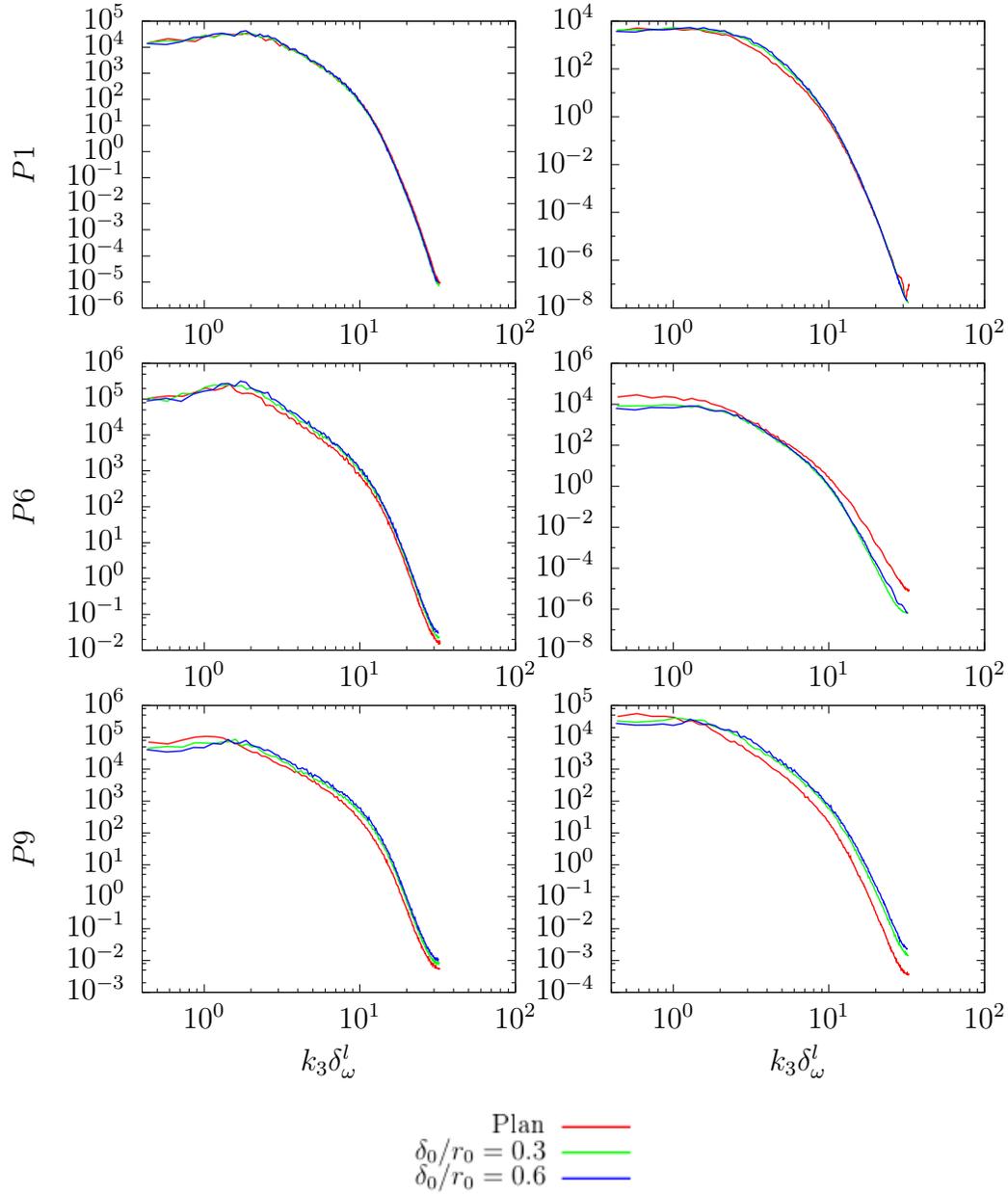


FIGURE 4.20 – Comparaison des distributions spectrales de l'énergie de fluctuation de vitesse longitudinale : à $\delta_\omega^l = 0.2$ (gauche), 0.8 (droite)

Champs de vorticité

Ces différences observées en fonction de la distance à la paroi sont à associer à l'effet global de la géométrie sur la dynamique tourbillonnaire au sein de la couche limite. Le champ instantané de la composante de vorticité projetée dans la direction parallèle à la paroi, et extraite du plan de coupe $P6$ est illustré sur la figure 4.21. Pour cette figure, la visualisation est réalisée en re-dépliant les plans de coupe extraits des cas cylindrique dans un plan cartésien afin de faciliter la comparaison avec le cas plan de référence. Quand la courbure augmente, les structures tourbillonnaires ainsi visualisées semblent réduire leur taille et se concentrer

dans une zone plus près de la paroi.

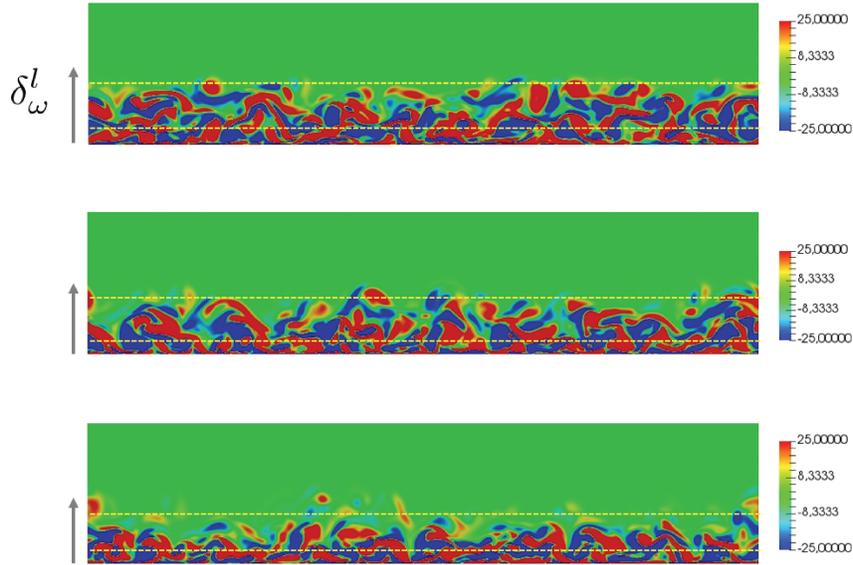


FIGURE 4.21 – Champ instantané de vorticité (composante ξ , dans la direction de la paroi) pour le plan $P6$: cas plan (haut), cas courbe avec $\delta_0/r_0 = 0,3$ (milieu), cas courbe avec $\delta_0/r_0 = 0,6$ (bas). Les flèches indiquent l’épaisseur estim e de la couche limite δ_ω^l et les lignes en pointill es indiquent les hauteurs $0,2\delta_\omega^l$ et $0,8\delta_\omega^l$ respectivement.

Bilans  nerg tiques

L’évolution des bilans d’énergie cinétique turbulente à travers la zone d’interaction est pr sent e sur la figure 4.22. Pour le plan $P1$, on retrouve les tendances précédemment observ es pour le plan P_{ref} . Pour rappel, les termes du bilan sont présentés dans la section 3.4.3. Il est à noter que le bilan statistique en aval de l’interaction n’est pas fermé. Les tendances décrites ci-après restent donc à confirmer sur la base de donn es mieux converg es.

Au niveau du plan $P6$, pour l’ensemble des cas, les valeurs maximales des termes P et T sont très fortement amplifiés. Tandis que de corrélation pression/vitesse Π_t était négligeable en amont, ce terme apparaît désormais particulièrement actif dans le bilan et pèse significativement dans l’équilibre les termes de production P et de transport T . On note que T et Π_t se comportent différemment selon le niveau de courbure. Tandis que T conserve un pic positif près de la paroi (vers $x_2/\delta_0 = 0,1$) pour le cas plan, la contribution devient négative pour le cas cylindrique. Cette tendance apparaît plus marqu e pour le cas présentant la plus forte courbure $\delta_0/r_0 = 0,6$. Ces tendances restent observables au niveau du plan $P7$. Pour le dernier plan $P9$, les deux pics positif et négatif significatifs qui émergent pour Π_d , Π_t et bien P sur le bord de la couche limite ($x_2/\delta_0 \approx 1,0$) sont reliés à la présence du choc. On note que le changement de géométrie ne semble pas conduire à une modification majeure des mécanismes qui pilotent ce bilan.

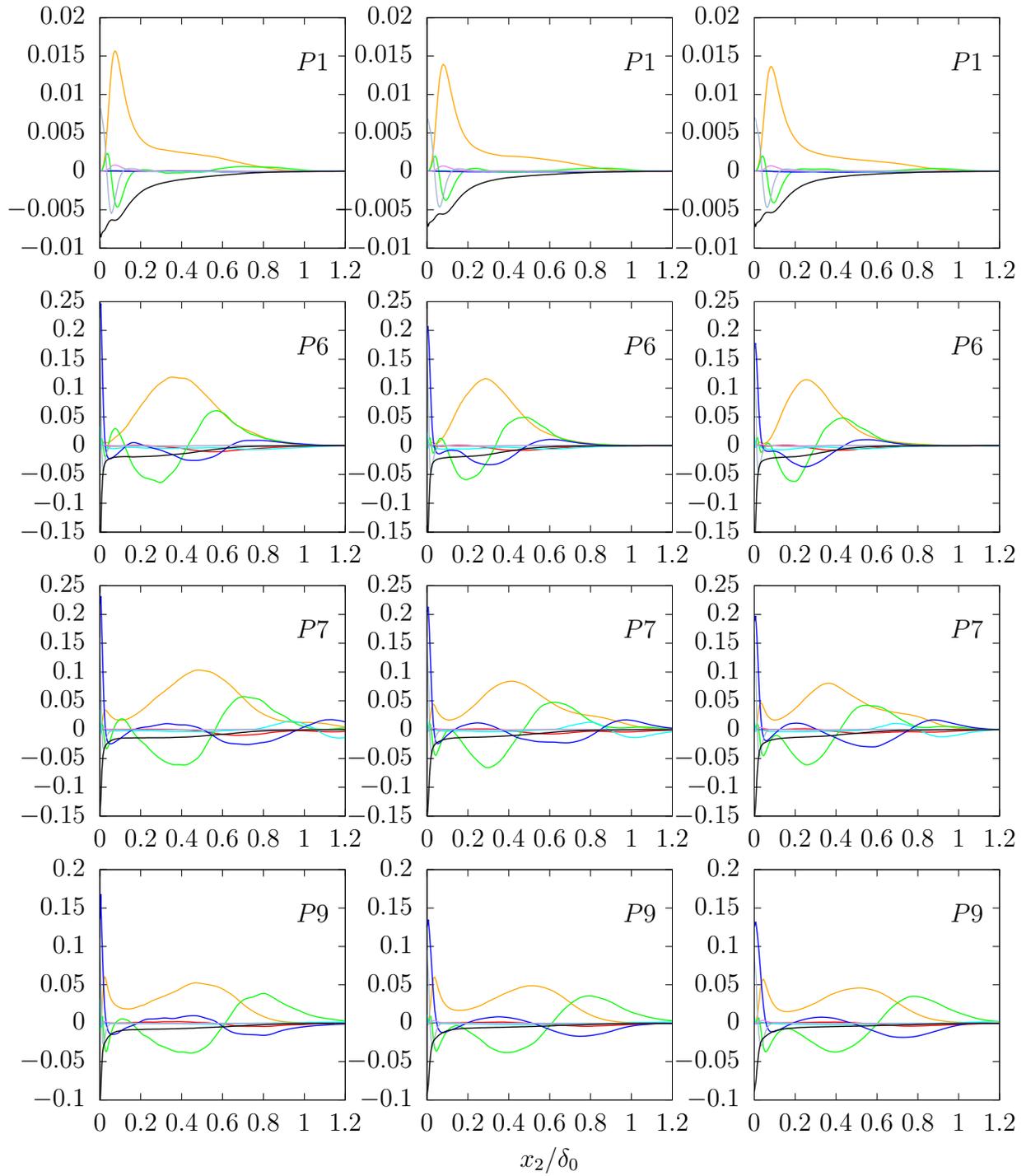


FIGURE 4.22 – Bilan d'énergie cinétique turbulente : cas plan (gauche), courbe $\delta_0/r_0 = 0,3$ (milieu) et $\delta_0/r_0 = 0,6$ (droite).

4.6 Bilan

Dans ce chapitre, la structure de la zone d'interaction entre une couche limite supersonique à Mach 3 et une rampe imposant une déflexion de 18 degrés a été étudiée pour différents niveaux de courbure transverse de la paroi amont, correspondant à une variation du rayon de courbure de la paroi telle que $\delta_0/r_0 = 0,3$ et $\delta_0/r_0 = 0,6$. L'état de développement de la couche limite turbulente en amont reste relativement similaire pour les trois cas (Re_θ comparables) et correspond au début du développement du régime turbulent dans la couche limite. Cela permet d'associer principalement les différences de comportement observées au sein de la zone d'interaction aux effets de gradient de pression et de courbure. De part les différences de géométrie, la gradient de pression et la taille de décollement ont varié entre les trois cas et l'essentiel des comparaisons a été effectué en se recalant sur des positions de mesures relative à la taille de ce décollement. En aval de l'interaction, le coefficient de frottement apparaît être d'autant plus augmenté et l'épaisseur de couche limite d'autant plus réduite que la courbure est importante. Cet effet s'observe dans une proportion plus importante que le seul effet de réduction du gradient de pression laisserait suggérer. On note une influence importante du changement de géométrie sur les tendances suivies par la croissance des épaisseurs de déplacement et de quantité de mouvement (et donc du facteur de forme). L'augmentation de la courbure conduit également à diminuer le déficit de la vitesse longitudinale et celui de la quantité de mouvement qui sont provoqués par le passage à travers la zone d'interaction avec le choc.

La réduction du gradient de pression liée au changement de géométrie conduit à un certain nombre d'observations attendues, telles que la réduction de l'étendue de la zone de décollement moyen, la réduction de l'amplification des contraintes ou la modification des niveaux de frottement et de la représentation des profils de vitesse en unités de paroi qui en dépend indirectement.

L'étude a permis de montrer par ailleurs certains comportements qui peuvent être plus spécifiquement reliés à l'effet de l'introduction de courbure transverse. Il apparaît ainsi que les contraintes turbulentes dans la direction de la paroi sont relativement plus amplifiées à travers l'interaction que dans le cas de géométrie plane, tandis que les contraintes turbulentes normales à la paroi et azimutale sont moins amplifiées. Le changement de géométrie s'accompagne également d'une modification de la structure de la turbulence qui a été ici caractérisée à travers l'évolution des invariants du tenseur d'anisotropie des contraintes. Il apparaît notamment que le passage à travers la zone d'interaction conduit à basculer vers un état en proche paroi où les fluctuations sont beaucoup plus isotropes dans le cas cylindrique alors que l'on suit clairement un comportement 2d "disk-like" dans le cas plan. Sur la partie externe de la couche limite, un état bi-composantes est maintenu à travers la zone d'interaction pour le cas cylindrique alors l'on suit de façon privilégiée une turbulence de nature en cigares en aval de la zone d'interaction dans le cas d'une géométrie plane. Des visualisations des champs de vorticités et l'estimation des corrélations spatiales dans la direction azimutale des fluctuations de vitesses ont finalement permis de vérifier que le changement de comportement des structures de la turbulence de paroi dépend de leur distance à la paroi. Les structures de la zone intermédiaire de la couche limite ont tendance à s'agglomérer dans une zone plus étroite de la paroi tandis que la dynamique des plus grosse structure de la zone extérieure de la couche limite se retrouve inhibée par la perte progressive d'interaction dans la zone

azimutale. Tandis que l'augmentation d'énergie associée aux plus petites structures est ainsi plus fortement accrue près de la paroi à travers l'interaction dans le cas courbe par rapport au cas plan, son augmentation dans la zone externe de la couche limite est d'abord fortement réduite sur l'ensemble du spectre et reste ensuite limitée pour les plus bas nombres d'ondes azimutaux tandis que l'on progresse en aval dans la zone de relaxation.

Chapitre 5

Dynamique instationnaire de l'interaction

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à la dynamique instationnaire de l'écoulement dans la zone d'interaction en géométrie de révolution complète. Cette dynamique de décollement supersonique n'a été étudiée de façon détaillée dans la littérature uniquement en géométrie canonique plane. Les expériences ont toujours été menées sans que l'on puisse quantifier précisément les effets de bords (conditions de périodicité sur domaine d'extension limitée en simulation ou présence de parois latérales en veine de soufflerie). On se concentre ici sur l'analyse de la structure azimuthale du mouvement du choc et du champ de pression pariétale dans la zone d'interaction en géométrie de révolution complète. On considère à nouveau une couche limite à Mach 3 se développant le long d'un cylindre mais interagissant cette fois-ci avec une rampe conique (cylinder/flare) d'angle plus élevé (32 degrés) que les angles précédemment considérés, et ce afin de générer un décollement et des effets tri-dimensionnels plus importants. Les distributions de points du maillage dans les directions x_1 et x_2 sont similaires à celles considérés pour les maillages utilisés lors de l'étude précédente, avec $N_1 = 1664$ et $N_2 = 160$. Le nombre de points dans la direction azimuthale a été en revanche augmenté à $N_3 = 1024$, afin d'une part de parcourir l'ensemble du domaine dans la direction azimuthale et d'autre part de satisfaire une contrainte de résolution appropriée en proche paroi en aval lorsque le rayon de la paroi augmente. La contrainte $\Delta\theta^+ < 11.8$ est ici satisfaite jusqu'à la fin de domaine d'analyse, ce qui conduit à des niveaux particulièrement importants de résolution en proche paroi $\Delta\theta^+ < 2.66$ dans la région cylindrique en amont de la rampe. Le niveau de courbure relative de la couche limite se développant le long du cylindre en amont est $\delta_0/r_0 = 0,6$. Le point de décollement moyen obtenu se situe à $X' = (x - x_{rampe})/\delta_0 = -2.66$ où x_{rampe} correspond à la position du pied de la rampe.

5.1 Description globale qualitative

Tout d'abord, afin de donner une vue globale du phénomène, le champ instantané est visualisé sur la figure 5.1 via une iso-surface du critère Q et du gradient de densité. Elle permet d'identifier simultanément la forme des structures cohérentes de la couche limite et la déformation du début de la zone de choc. Le choc se forme en amont sous forme de grappes

de fronts associés aux plus grosses structures externes de la couche limite qui sont défléchies à leur arrivée au niveau du pied de la rampe. Le premier choc faible qui se forme en amont du pied de la rampe apparaît ainsi peu structuré et fortement inhomogène dans la direction azimutale. Ces fronts d'ondes coalescent ensuite en aval du pied de la rampe où une zone de choc plus intense se maintient. Il présente alors des déformations inhomogènes dans la direction azimutale sous forme de protubérances correspondant à l'advection des structures qui ont donné naissance aux fronts d'ondes initialement observés en amont. La taille de ces protubérances peut atteindre jusqu'à un dixième de la circonférence du cylindre près du pied de la rampe. Tandis que l'on progresse vers l'aval, les bosses localisées dans la partie haute du choc s'élargissent dans la direction azimutale et fusionnent pour former des bosses plus larges, tout en induisant des oscillations de position longitudinale du choc d'amplitude de plus en plus faible. Pour les positions les plus en aval, les perturbations du front de choc ressemblent désormais davantage à des vagues cylindriques.

La figure 5.2 propose deux nouvelles visualisations instantanées de ces isosurfaces de choc et de critère Q , cette fois-ci colorées par la position longitudinale x , dans la zone $-2.0 < (x - x_{rampe})/\delta_0 < 2.0$. Elles illustrent le décalage de la position respective des bosses qui varie de façon importante en fonction de la position azimutale. Le caractère instationnaire de l'écoulement est particulièrement visible de part le fait que les bosses apparaissent à des positions variables en fonction de l'instant considéré.

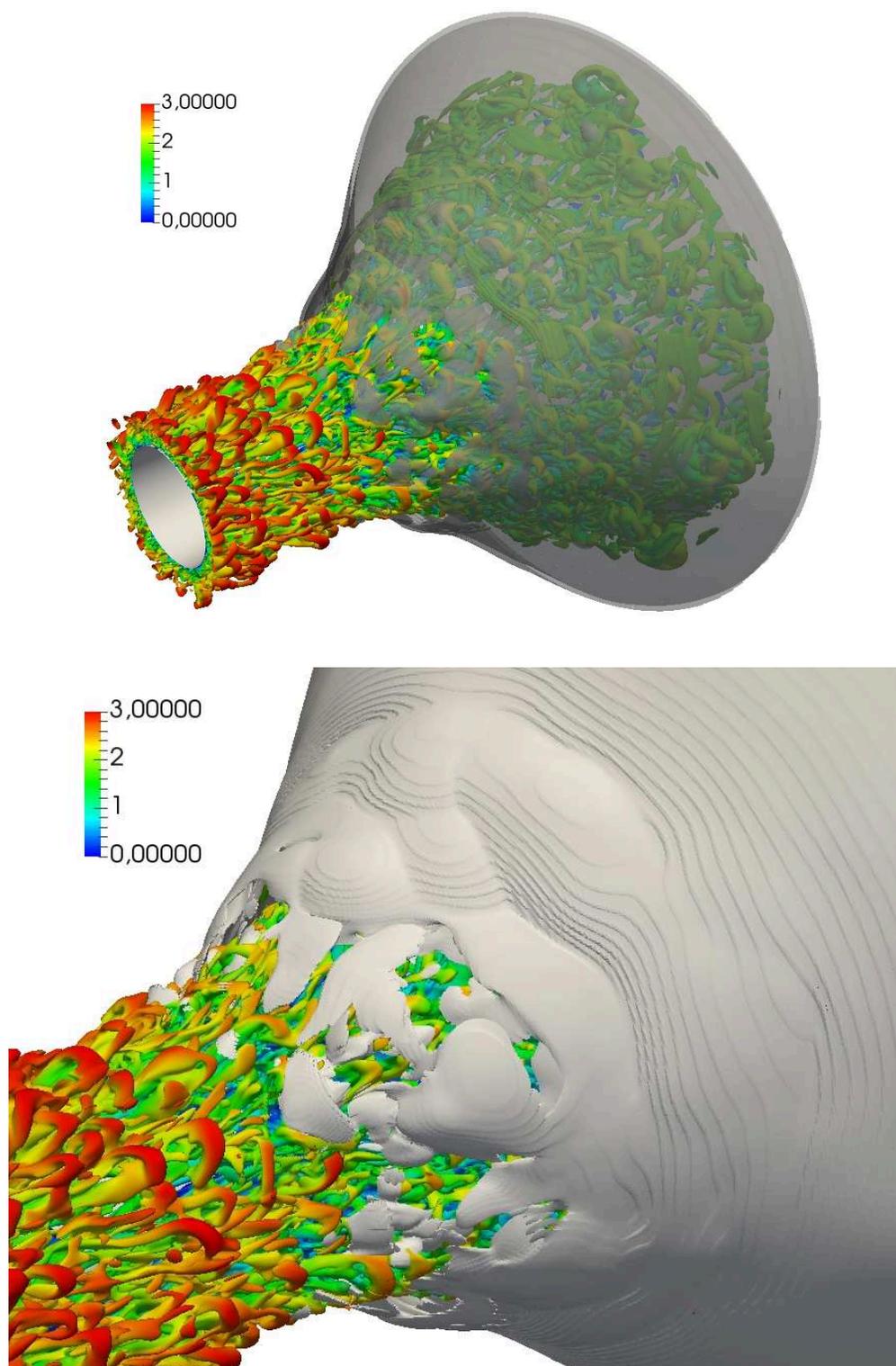


FIGURE 5.1 – Champ instantané visualisé via une iso-surface du critère Q ($Q = 0.0001Q_{max}$) colorée par le nombre de Mach et une isosurface (grise, semi-transparente) du gradient de l'amplitude de la densité (4% de valeur maximum) : vue globale (haut), zoom (bas).

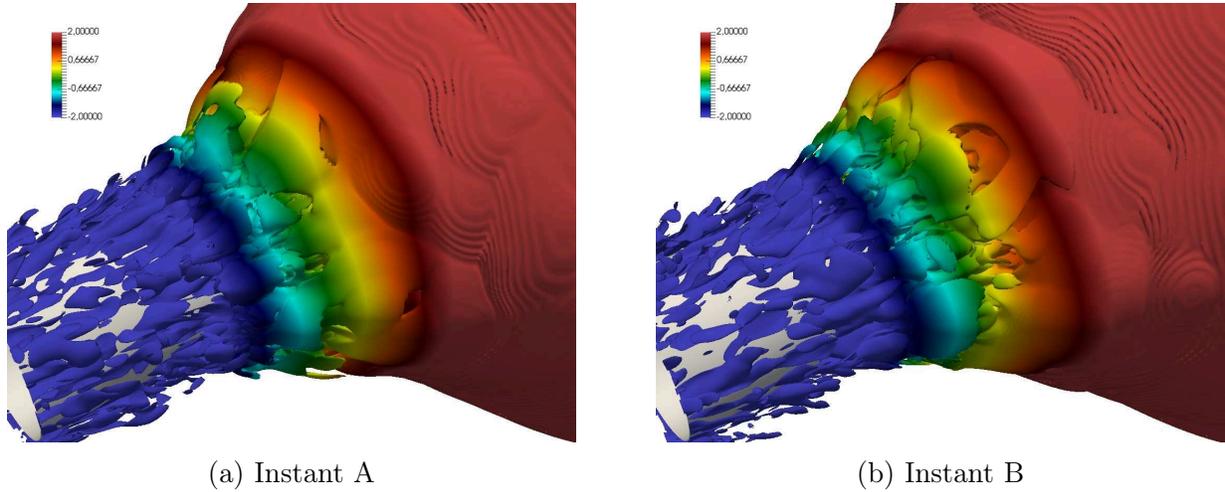
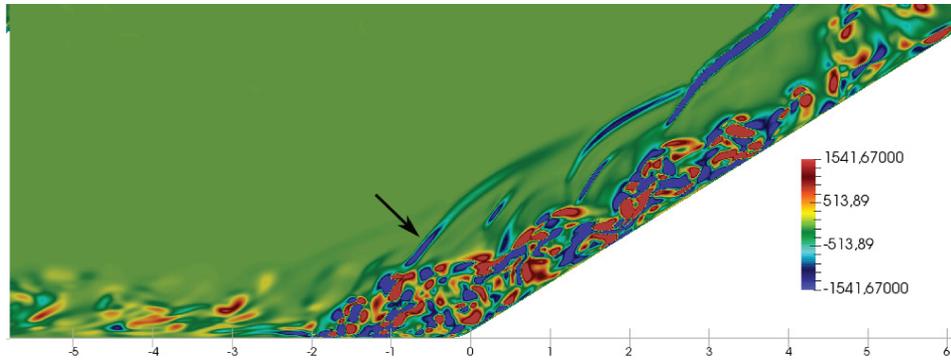
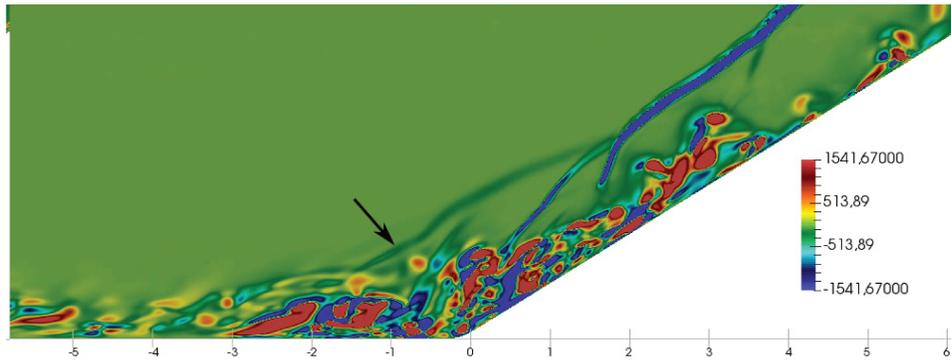


FIGURE 5.2 – Visualisations instantanées de la zone d’interaction par iso-surface de critère Q ($Q = 0.0001Q_{max}$) et pseudo-Schlieren (2.2% de la valeur maximale du module de gradient de densité) colorées par la position longitudinale x .

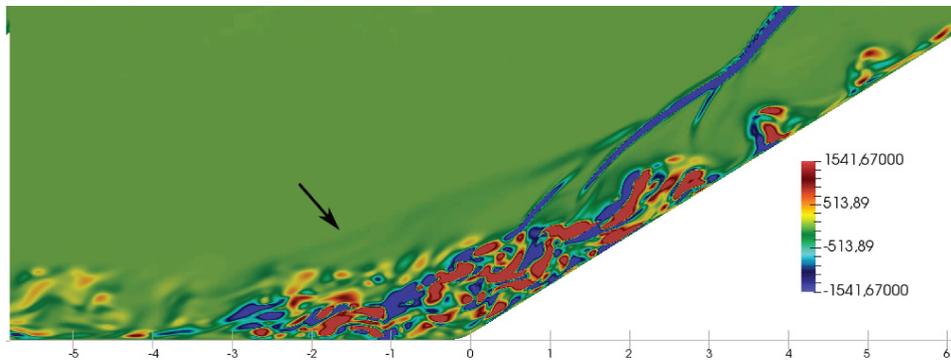
Afin de mieux illustrer l’interaction entre la topologie de la zone de décollement et des structures tourbillonnaires qui la composent avec le choc, des coupes longitudinales sont extraites sur la figure 5.3. Les instants choisis sont représentatifs d’états très différents de la structure de l’écoulement au cours de son évolution temporelle. On voit que le choc loin de l’interaction ne bouge pas significativement. En revanche, dans la zone d’interaction (notamment $-2.0 < (x - x_{rampe})/\delta_0 < 1.0$), le pied de choc est très instationnaire et ne présente pas une structure bien définie. Il se divise en plusieurs branches correspondant à des fronts d’ondes d’intensité et de position variables. Des fronts apparaissent en amont, glissent vers l’aval en augmentant ou diminuant en intensité en fonction de l’évolution des structures tourbillonnaires advectées et de l’extension de la zone décollée, tandis que d’autres fronts réapparaissent en amont. Les flèches dans les figures indiquent la zone amont du pied du choc telle qu’elle est détectée par un capteur mis en place pour l’analyse du mouvement du choc présenté dans la section 5.2. On s’aperçoit que la position de cette zone amont du pied de choc fluctue fortement au cours du temps et que la forme du choc dépend directement de la topologie globale que prend la zone de décollement. Par exemple, pour l’instant A, le pied de choc présente une intensité élevée et apparaît très écarté de la paroi et relativement proche du pied de la rampe, vers $(x - x_{rampe})/\delta_0 = -0,5$. Cet instant correspond à la formation d’une zone décollée relativement compacte et étendue assez uniformément dans les direction longitudinale et normale à la paroi. À l’instant B, le front d’onde présente une intensité moins élevée, est détecté plus en amont vers $(x - x_{rampe})/\delta_0 = -1$. Cette configuration correspond à une zone décollée beaucoup moins compacte, quasiment composée de deux zones distinctes, plus étalées dans la direction principale de l’écoulement et moins étendues dans la direction radiale. À l’instant C finalement, un pied de choc amont d’intensité encore plus faible est détecté plus en amont vers $(x - x_{rampe})/\delta_0 = -2.0$ tandis que la zone décollée s’est plus largement élargie et étalée en amont.



(a) Instant A



(b) Instant B

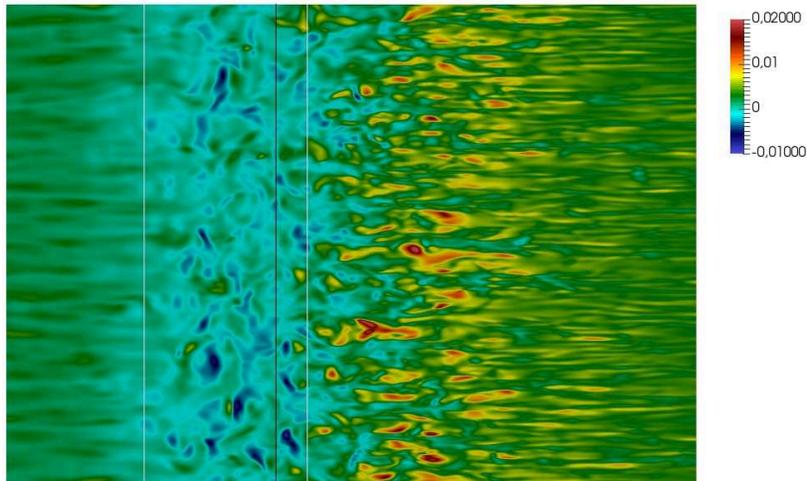


(c) Instant C

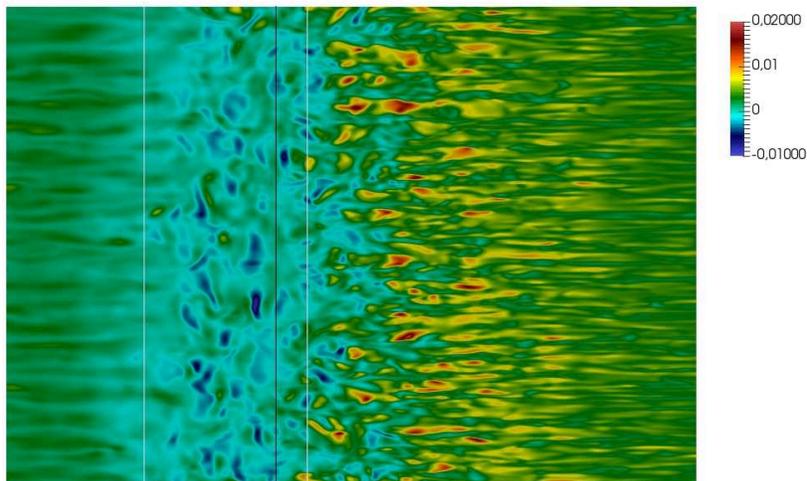
FIGURE 5.3 – Coupes longitudinales de champ instantané de critère Q dans la plage de $-0.1Q_{max} < 0.1Q_{max}$. Q_{max} est la maximum de la valeur Q à instant A. L'abscisse indique $(x - x_{rampe})/\delta_0$

L'écoulement en proche paroi présente également une structure très inhomogène dans la direction azimutale. Cette inhomogénéité est illustrée via une distribution instantanée du coefficient de frottement pariétal C_f sur la figure 5.4. L'ensemble de la paroi est ici représenté. Par souci de clarté, un facteur d'échelle est néanmoins appliqué sur les distances dans la direction azimutale afin de conserver une représentation homogène au-delà du pied de la rampe. Les zones où C_f est négatif correspondent à des zones où l'écoulement en proche paroi est en sens inverse de l'écoulement principal et sont donc la signature de la zone décollée.

Le début et la fin de la zone décollée moyenne, ainsi que la position du pied de la rampe sont par ailleurs indiquées par des lignes blanches et noire respectivement sur ces figures. Ces visualisations montrent qu'il n'existe pas de zone continue dans laquelle l'écoulement en proche paroi est inversé. La ligne de décollement apparaît discontinue en amont. Elle ne présente pas de déformation marquée dans la direction azimutale, conservant ainsi un aspect globalement axisymétrique. En revanche, elle se présente sous la forme de structures allongées d'extension limitée en azimut (en forme de langues fourchues), qui se forment à la réunion de zones à basse vitesse de la couche limite amont. La déformation azimutale de la région amont de la zone décollée semble ainsi avant tout pilotée par la structure propre de la couche limite amont. Au sein de la zone d'interaction, la zone de décollement principale est ensuite composée d'une multitude de poches d'écoulement recirculant apparaissant de façon intermittente et discontinue. Ces poches présentent une forme étalée dans la direction azimutale et relativement compacte dans la direction longitudinale. Après la zone de recollement moyen sur la rampe, on note au contraire la présence de spots où C_f est fortement positif, présentant une forme plutôt étirée dans la direction longitudinale. Le nombre de stries visibles en proche paroi (alternance de zones de fort et plus faible niveau de C_f) augmente au fur et à mesure que l'on progresse en aval, ce qui correspond ici, avec le facteur d'échelle implicitement pris en compte pour la zone de la rampe, à un espacement entre stries qui reste sensiblement constant. Ceci semble indiquer que les tailles caractéristiques de la zone proche paroi ont tendance à ne dépendre que peu de l'augmentation de la distance azimutale sur la rampe. Cette observation contraste donc avec l'observation d'allées de structures tourbillonnaires dans la partie haute de la couche limite (plus visible sur la figure 5.1) qui restent en nombre sensiblement constant.



(a) Instant A



(b) Instant B

FIGURE 5.4 – Champ instantané de surface de la configuration visualisé par C_f . Les lignes blanches indiquent le début et la fin de décollement moyenne. La ligne noire indique le début de la rampe.

5.2 Caractérisation du mouvement de choc

Dans cette section est présentée une analyse du mouvement de choc. Il s'agit d'examiner tout d'abord les caractéristiques d'ensemble de son mouvement et ensuite mesurer son degré d'instationnarité et d'inhomogénéité dans la direction azimutale. L'analyse est effectuée à partir de $N_t = 2520$ volumes instantanés régulièrement échantillonnés dans le domaine de mesure physique (1024 positions dans la direction azimutale) sur un temps total d'acquisition

de $745\delta_0/U_\infty$.

5.2.1 Détection du choc

Le mouvement du choc est caractérisé à partir de la distribution du gradient de densité (visualisation pseudo-Schlieren). Différentes surfaces cylindriques d'analyse, correspondant à différents rayons définis en distance relative à la paroi par $1.76\delta_0$, $2.75\delta_0$, $3.75\delta_0$ et $4.75\delta_0$, sont choisies pour effectuer l'analyse. Elles sont indiquées sur la figure 5.5. On notera qu'en fonction de la hauteur choisie, on ne considère pas exactement la même partie de la structure de choc et que des différences de comportement peuvent ainsi être attendues. Un exemple de distribution longitudinale des niveaux de gradient de densité relevés pour un angle azimutal médian arbitraire et pour chaque surface de mesure est donné sur la figure 5.6. A part pour la surface la plus distante de la paroi sur laquelle la position du choc est plus facilement identifiable (avec un pic plus marqué se détachant nettement), ces distributions présentent plusieurs oscillations successives. Elles illustrent qu'une unique surface de choc n'est pas identifiable au niveau instantané, notamment lorsqu'on se situe près de la couche limite au début du décollement. Il est choisi de retenir le début du premier pic rencontré comme indicateur du début de la zone de choc. Une valeur seuil du niveau de ce gradient (2, 5% de la valeur maximale constatée a priori au cours du mouvement) est ainsi retenue. L'algorithme de détection consiste alors simplement à parcourir les valeurs du gradient de densité observées sur chaque surface et chaque position azimutale en partant de la région amont et de retenir la première position x_1 où le seuil retenu est atteint pour définir la position $X_{choc}(r, \theta)$. La détection de cette position pour la surface située à une distance relative de la paroi de $3.75\delta_0$ correspond ainsi au point rouge reporté sur la figure 5.5. Une extraction de l'ensemble des positions au cours du temps permet par ailleurs, après lissage de l'historique des positions, d'estimer la vitesse du choc. L'analyse est effectuée à partir de données échantillonnées sur un temps de simulation $t = 29.58\delta_0/U_\infty$ ($= 115\mu s$ en temps physique, nombre d'itération : environ 170000, temps horloges : environ 173h, sur le Turing de l'IDRIS, ce qui est équivalent d'environ 44300 nœud · heure).

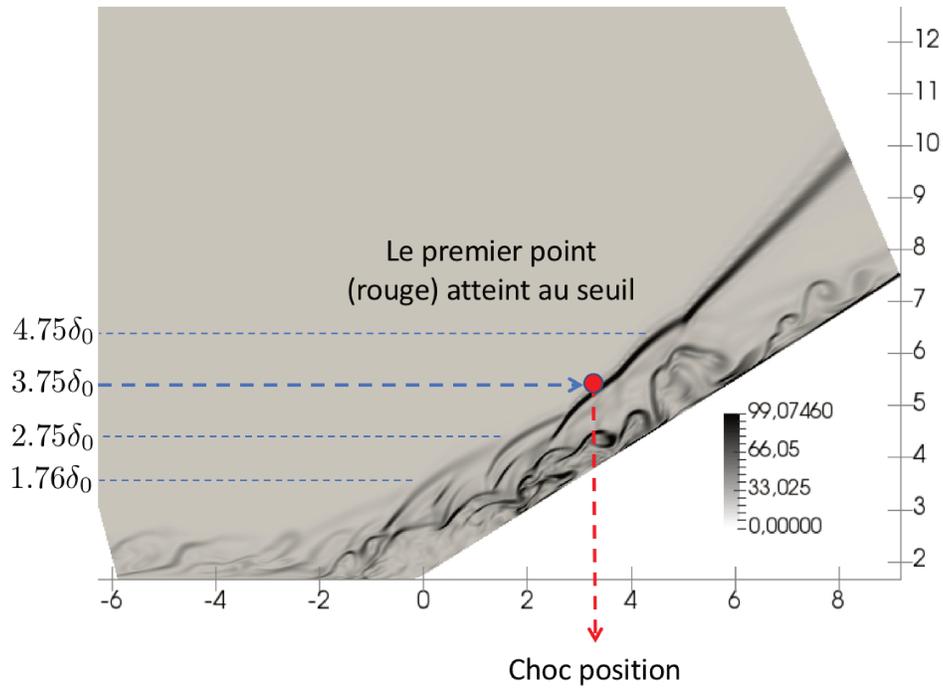


FIGURE 5.5 – Visualisation pseudo-Schlieren instantanée (gamme d'échelle entre 0 et 25% de la valeur maximale) selon $(x - x_{rampe})/\delta_0$ en abscisse et $(r - r_0)/\delta_0$ en ordonnée, et indication des hauteurs des plans d'analyse du mouvement de choc.

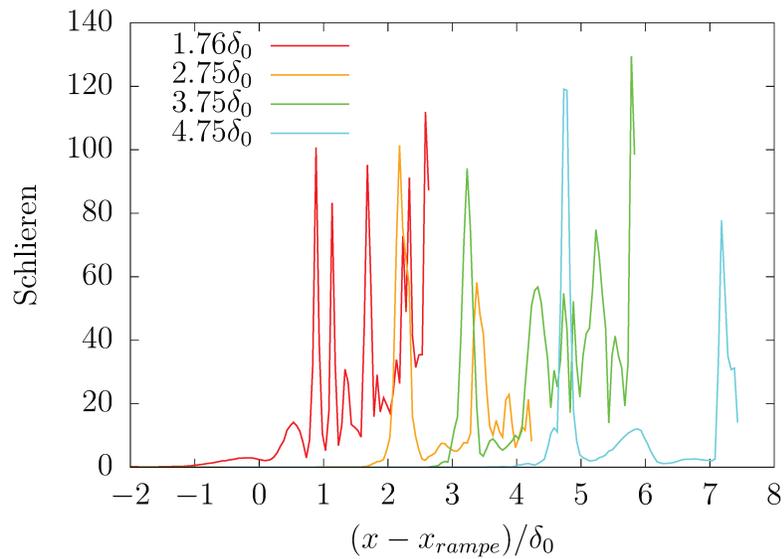


FIGURE 5.6 – Distribution longitudinale instantanée du gradient de densité à une position azimutale médiane pour les différentes hauteurs relatives à la paroi analysées.

5.2.2 Caractéristiques globales

Des histogrammes de la position et de la vitesse du choc ainsi estimées à la hauteur de $1.76\delta_0$ sont tout d'abord présentés sur la figure 5.7. La position moyenne \bar{X} du choc à cette hauteur se situe près de la position du pied de la rampe mais oscille dans une plage allant de plus ou moins $0.8\delta_0$ environ. L'histogramme est légèrement dissymétrique avec un pic légèrement décalé en aval par rapport à la position moyenne mais des niveaux de probabilité légèrement plus importants pour les positions en amont. Cela traduit le fait que le choc a tendance à être localisé le plus souvent légèrement en aval de sa position moyenne tandis que sa zone d'excursion est plus majoritairement située en amont. Cette observation est consistante avec celle effectuée expérimentalement par Piponniau [53] pour un choc réfléchi dans une situation d'interaction de couche limite avec un choc incident en géométrie plane. On note que l'histogramme des vitesses de choc présente néanmoins une forme plus symétrique autour de la vitesse nulle et que la vitesse du choc semble plus équitablement répartie dans une gamme d'environ $\pm 0.3U_\infty$. Des tendances similaires, non ici reportées, sont relevées pour les autres surfaces d'analyse.

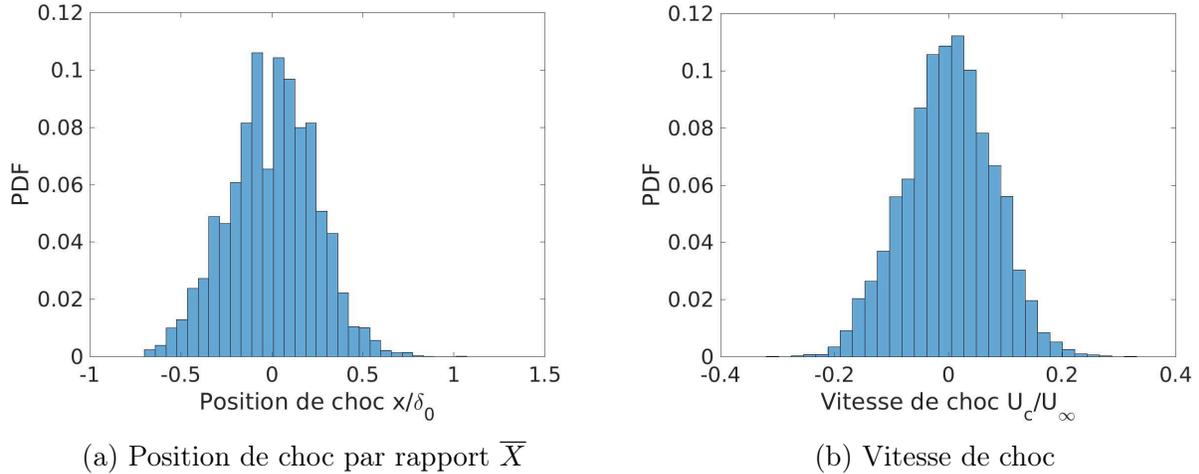


FIGURE 5.7 – Histogramme de dynamique de choc à $1.76\delta_0$

La figure 5.8 montre les diagrammes d'états (position/vitesse) identifiés pour chaque surface d'analyse. La forme de ces distributions indique clairement une corrélation forte entre la position du choc et sa vitesse pour les quatre hauteurs d'analyse. Des vitesses de choc positives sont majoritairement identifiées lorsque le choc est détecté en amont tandis que des vitesses de choc plutôt négatives sont observées lorsque le choc est détecté plutôt en aval. On note par ailleurs que la plage de vitesses positives observée lorsque le choc est en amont est très étroite mais que la plage de vitesses observées en aval s'élargit de façon très importante. Pour l'ensemble des hauteurs sondées, on reconnaît la même tendance asymétrique autour de la position moyenne du choc avec une agglomération des états de position plutôt en aval. Ils apparaissent de plus en plus resserrés autour des valeurs moyennes lorsqu'on s'éloigne de la paroi. La fourchette de la répartition de vitesse est finalement d'environ $\pm 0.1U_\infty$ à la hauteur de $4.75\delta_0$, soit le tiers de celle observée à $1.76\delta_0$. Ces observations, surtout pour la partie amont de la structure de choc détectée le plus près de la paroi, diffèrent donc de celles de Piponniau.

Dans cette étude sur le choc réfléchi en situation d'interaction choc incident/couche limite en géométrie plane, la vitesse du choc apparaissait totalement décorrélée de sa position. Dans ce dernier cas, une dynamique propre de la zone de décollement était à l'oeuvre, ce qui n'est pas le cas pour la partie amont de la structure de choc présente dans notre simulation d'interaction avec une rampe. L'évolution du choc principal sur la rampe ici considérée ne semble pouvoir suggérer éventuellement une telle dynamique propre que lorsqu'il est situé relativement en aval de sa position moyenne. Cet état instantané se rencontrerait typiquement quand la zone de recirculation est plus compacte, structurée et reculée près du pied de la rampe. La plage resserrée de valeurs positives détectée en amont semble ainsi avant tout associée aux premiers bulbes de chocs naissant plus localement et qui sont advectés vers l'aval avec les structures externes de la couche limite.

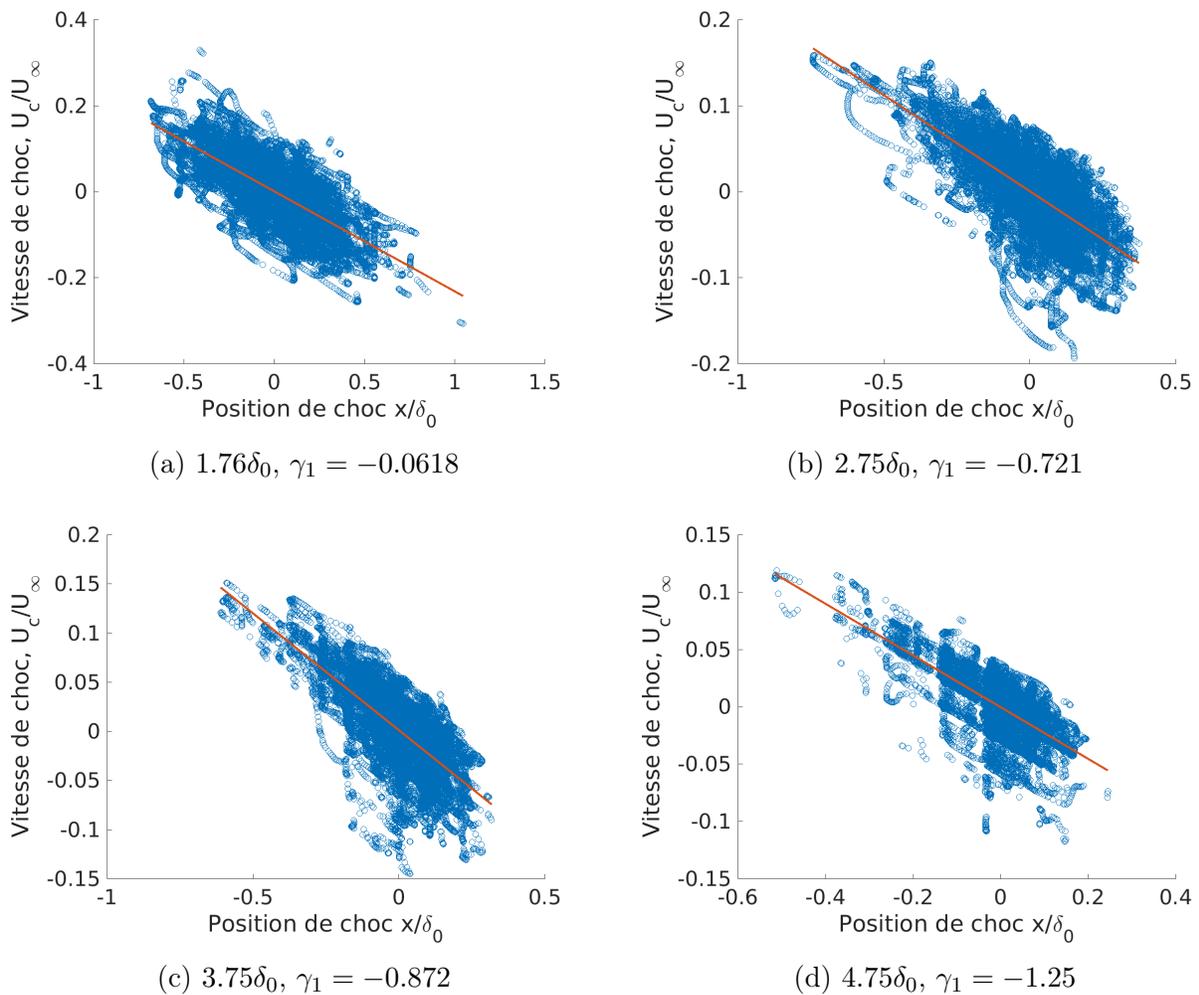


FIGURE 5.8 – Corrélation entre la vitesse et la position du choc par rapport \bar{X} aux différents hauteurs de la paroi. Le facteur de dissymétrie (Skewness) γ_1 de la position du choc est précisé pour chaque cas.

5.2.3 Structure azimuthale du choc

Les études d'interaction choc/couche limite, et notamment dans le cas de rampe de compression, sont souvent menées en considérant implicitement un comportement homogène dans la direction transverse. Les visualisations tri-dimensionnelles montrées précédemment (voir figure 5.1, section 5.1) suggèrent néanmoins un degré élevé d'inhomogénéité qu'on se propose de caractériser dans notre cas de rampe en configuration cylindrique.

A chaque instant, la position moyennée uniquement en azimuth est déterminée et est ré-exprimée en fonction de sa position relative par rapport à la position moyennée globalement \bar{X} (en temps et dans la direction azimuthale). On note $\langle X \rangle(t)$ cette estimation instantanée de la position relative du choc moyennée azimuthalement. La figure 5.9 montre l'évolution temporelle de $\langle X \rangle(t)$. On constate que $\langle X \rangle(t)$ évolue dans une plage d'environ $0.2\delta_0$, soit une plage de variation environ quatre fois inférieure à celle observée globalement et présentée sur la figure 5.7a. Cela indique bien que la distribution importante des positions des structures de choc ne peut pas être générée par un mouvement de choc homogène et que le choc est nécessairement plus ou moins déformé dans la direction azimuthale en fonction de l'état du mouvement de la zone décollée.

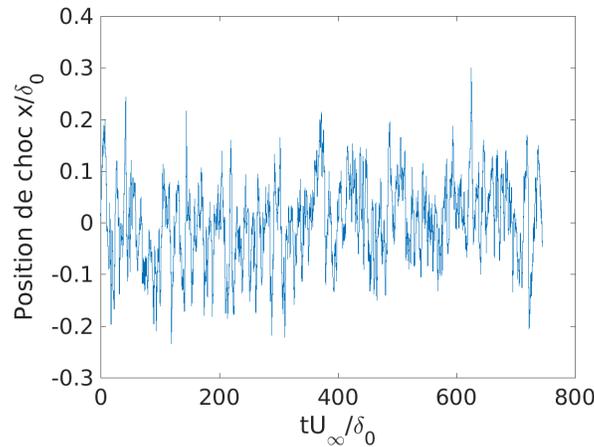


FIGURE 5.9 – Évolution temporelle de la moyenne azimuthale de la position de choc $\langle X \rangle(t)$

Le degré d'inhomogénéité azimuthale pour une position moyenne instantanée $\langle X \rangle(t)$ donnée est alors mesuré en estimant les écarts $X_e(\theta, t)$ de la position du choc détecté pour chaque position azimuthale $X_{choc}(\theta, t)$ par rapport à cette position moyenne instantanée, soit $X_e(\theta, t) = X_{choc}(\theta, t) - \langle X \rangle(t)$. La fonction de distribution conditionnée à différentes positions moyennes données est alors calculée. L'ensemble des écarts estimés pour des positions moyennes proches sont collectés et le niveau de distorsion azimuthale du choc (et de la zone décollée associée) est ainsi caractérisé en fonction de l'état moyen amont ou aval de la surface de choc au cours du mouvement. La méthode d'estimation est illustrée sur la figure 5.10a. Ces écarts $X_e(\theta, t)$ ont été évalués à partir des $N_3 = 1024$ points disponibles dans la direction azimuthale et collectés selon 141 intervalles de positions moyennes considérés dans la direction longitudinale (cf. figure 5.10b). Pour chaque hauteur considérée, ces intervalles de mesure, d'une longueur de $0.005\delta_0$, sont distribuées uniformément dans la plage $\bar{X} - 0.15\delta_0 \leq \bar{X} \leq \bar{X} + 0.15\delta_0$.

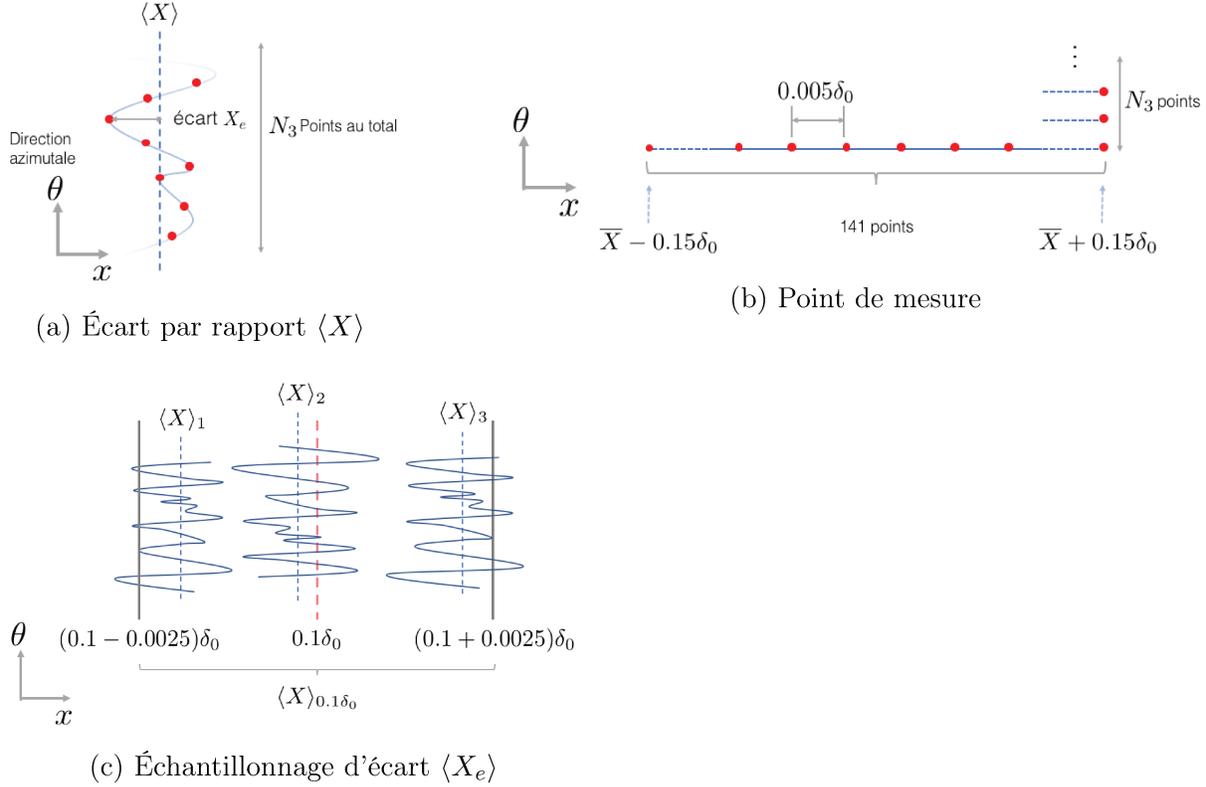


FIGURE 5.10 – Illustration de la méthode d'évaluation de la distorsion du choc - estimation et échantillonnage au cours du temps des écarts $X_e(\theta, t)$ à la position moyenne azimutale instantanée.

Pour les trois hauteurs de mesure $1.76, 2.75$ et $3.41\delta_0$, les figures 5.11 à 5.13 reportent respectivement les histogrammes des écarts X_e ainsi estimées. Trois positions moyennes particulières représentatives de l'étendue du mouvement du choc sont tracées : dans la zone amont ($\langle X \rangle = -0.06\delta_0$), position moyenne ($\langle X \rangle = 0$) et en aval ($\langle X \rangle = 0.06\delta_0$). L'évolution longitudinale de l'intensité de la distorsion azimutale du choc est également tracée (en sous-figure (d)) sur ces figures. Cette intensité est ici simplement définie par l'écart-type de la distribution des écarts X_e .

Pour la surface de mesure la plus près de la paroi à $1.76\delta_0$ (Fig.5.11a), les histogrammes obtenus pour les trois positions (amont, moyenne et aval) montrent une répartition relativement symétrique autour de la valeur $\langle X \rangle$. L'étendue de la variation de X_e montre une légère diminution de l'amont vers l'aval. Cela indique que la déformation du choc dans la direction azimutale est sensiblement plus marquée quand le choc est globalement situé plutôt en amont. A la hauteur de $2.75\delta_0$, on voit que les histogrammes présentent désormais une dissymétrie plus marquée et présentent des probabilités plus élevées d'écart négatifs, indiquant des déformations plus marquées des surfaces de choc en amont de la position moyenne instantanée quand le choc est le plus en amont. Ce comportement est noté pour les trois positions longitudinales de mesure (facteur de dissymétrie $|\gamma_1| > 0.2$). L'amplitude de variation des écarts diminue par ailleurs lorsque l'on progresse de l'amont vers l'aval, et ce de façon plus marquée que lorsque l'on était plus près de la paroi. Néanmoins cette plage de variation est globalement moins importante que pour les positions sondées plus près de la paroi. Les histogrammes calculés à la hauteur de $3.41\delta_0$ montrent que la dissymétrie de la distribution

s'accroît davantage (coefficient de dissymétrie $|\gamma_1| > 0.5$) tandis que l'étendue des écarts reste toujours plus importante pour les positions amont que pour les positions aval. Tandis que l'on s'éloigne de la paroi, on note ici une réduction de la plage de variation des écarts.

Les observations précédentes conduisent donc aux conclusions suivantes, synthétisées par le schéma de principe donné dans la figure 5.14 : i/ la déformation de choc dans la direction azimutale est d'autant plus importante que l'on se situe en proche paroi, car l'amplitude de la variation de X_e est plus grande quand on s'approche à la paroi et ii/ le choc est d'autant plus souvent déformé vers l'amont de sa position moyenne quand on se situe loin de la paroi.

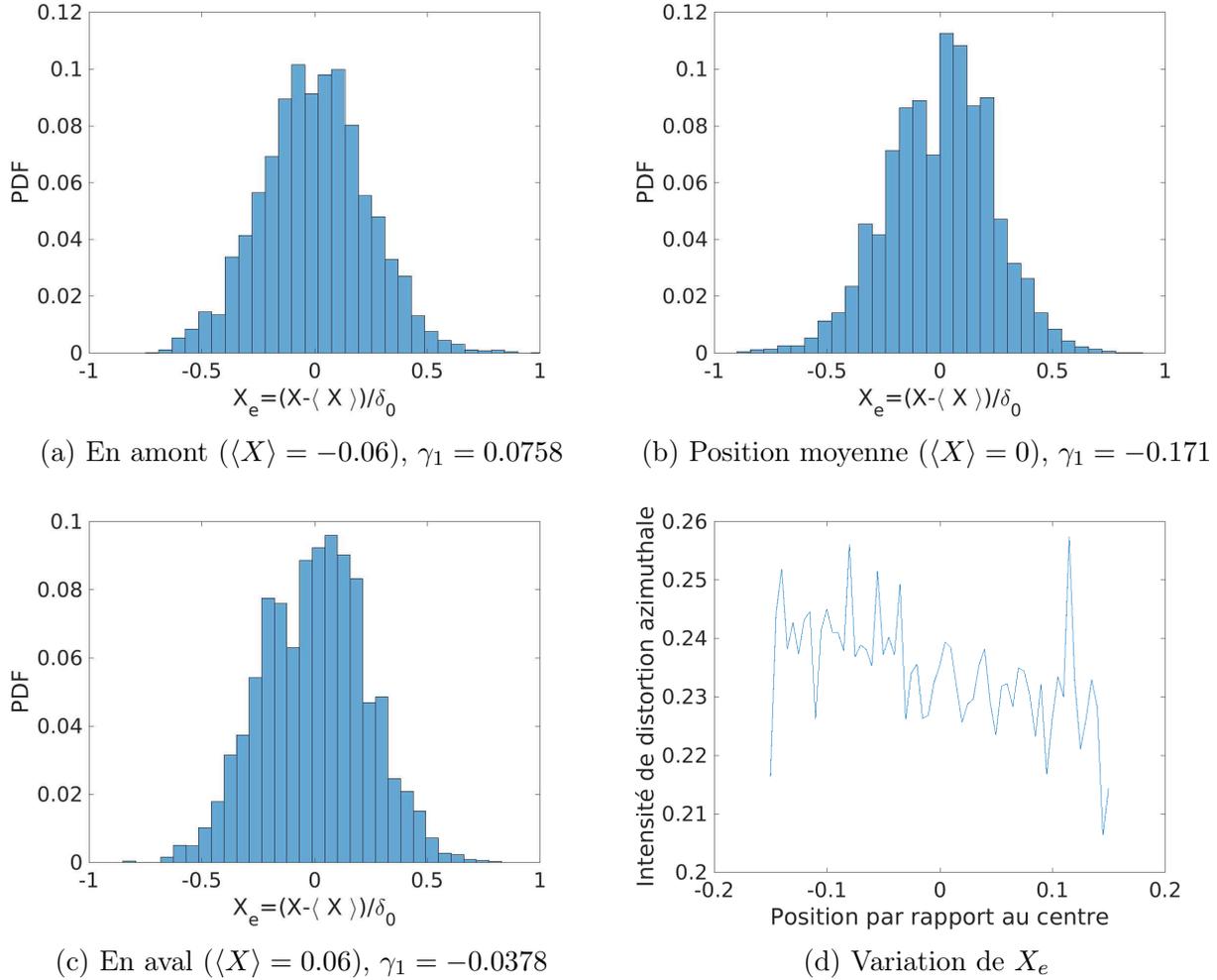
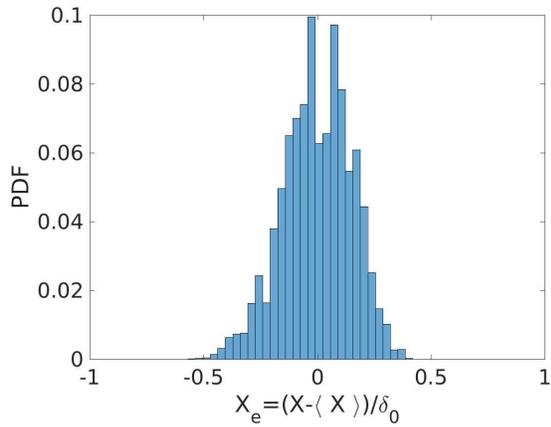
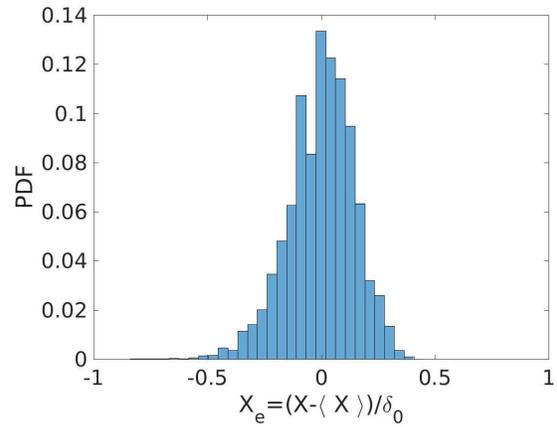


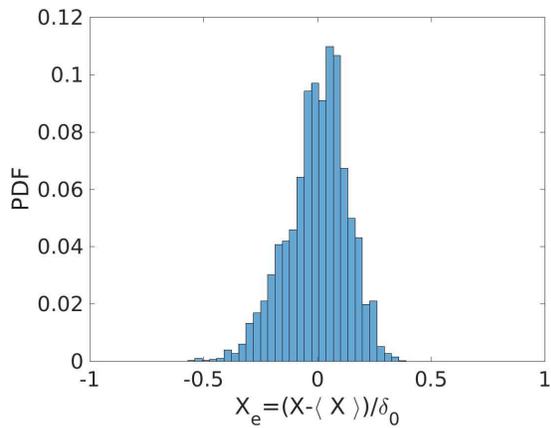
FIGURE 5.11 – Histogramme des écarts de la position du choc à la position instantanée moyennée en azimut pour la surface de mesure à la hauteur de $1.76\delta_0$: position longitudinale amont (a), moyenne (b) et aval (c) ; et évolution longitudinale de l'intensité moyenne de la distorsion à cette hauteur.



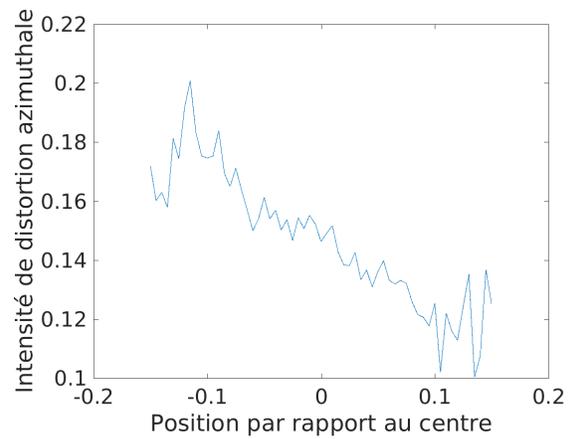
(a) En amont ($\langle X \rangle = -0.06$), $\gamma_1 = -0.272$



(b) Position moyenne ($\langle X \rangle = 0$), $\gamma_1 = -0.536$

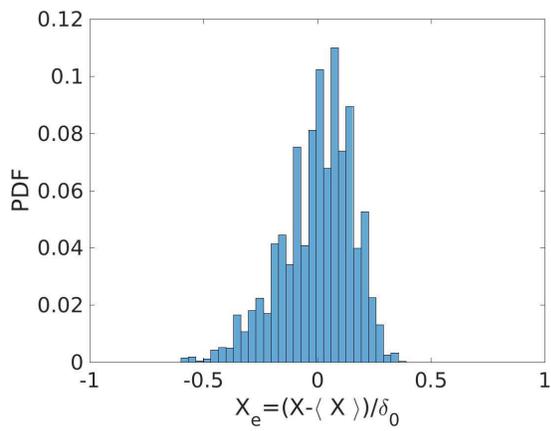


(c) En aval ($\langle X \rangle = 0.06$), $\gamma_1 = -0.483$

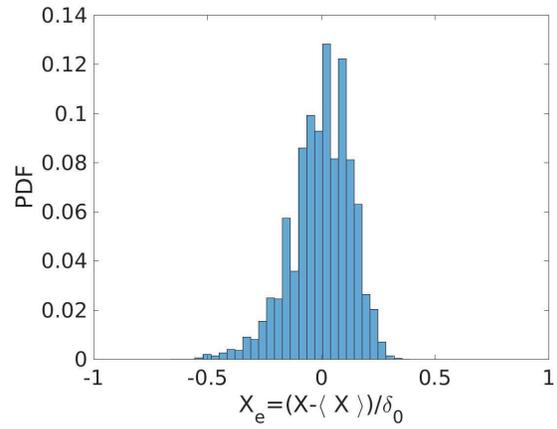


(d) Variation totale de X_e

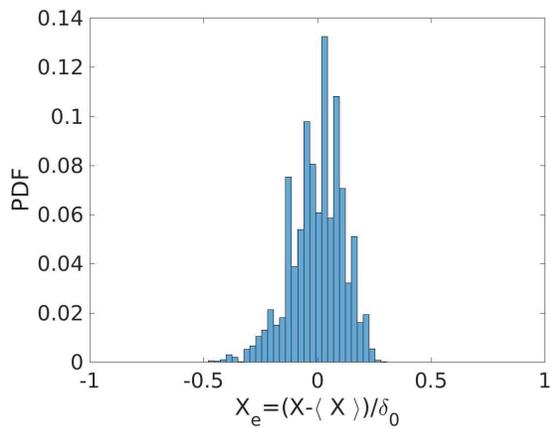
FIGURE 5.12 – Histogramme des écarts de la position du choc à la position instantanée moyennée en azimuth pour la surface de mesure à la hauteur de $2.75\delta_0$: position longitudinale amont (a), moyenne (b) et aval (c); et évolution longitudinale de l'intensité moyenne de la distorsion à cette hauteur.



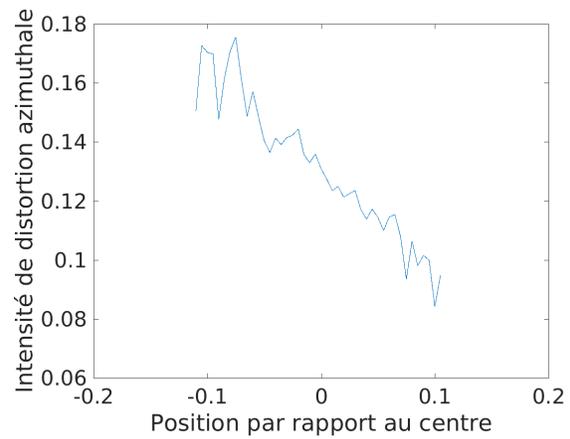
(a) En amont ($\langle X \rangle = -0.06$), $\gamma_1 = -0.670$



(b) Position moyenne ($\langle X \rangle = 0$), $\gamma_1 = -0.676$ (γ_1 signifie le skewness)



(c) En aval ($\langle X \rangle = 0.06$), $\gamma_1 = -0.526$



(d) Variation totale de X_e

FIGURE 5.13 – Histogramme des écarts de la position du choc à la position instantanée moyennée en azimut pour la surface de mesure à la hauteur de $3.41\delta_0$: position longitudinale amont (a), moyenne (b) et aval (c); et évolution longitudinale de l'intensité moyenne de la distorsion à cette hauteur.

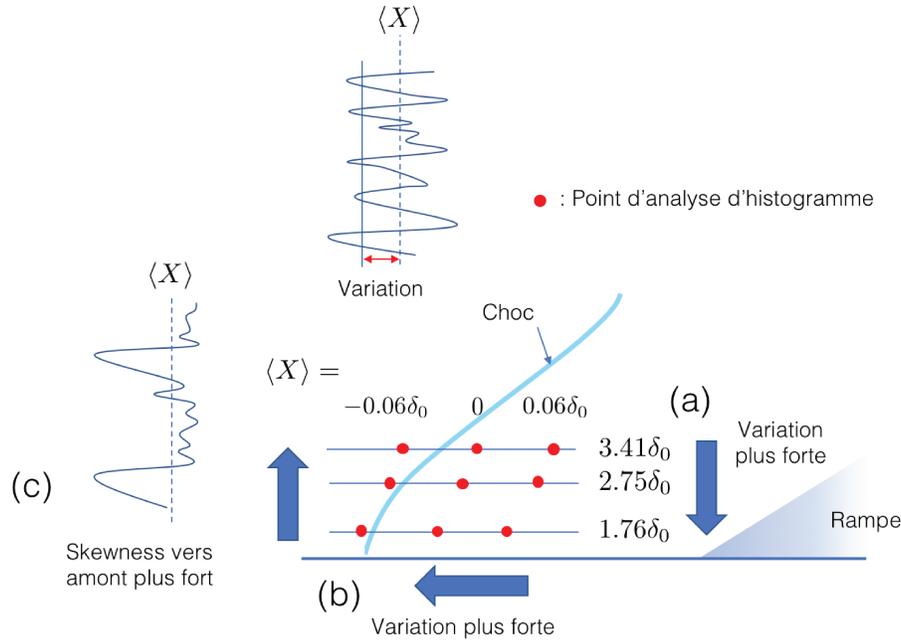
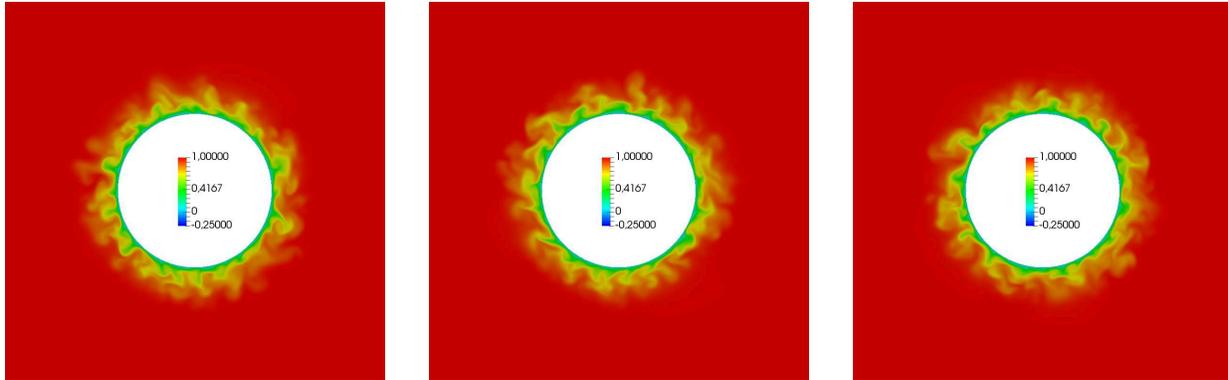


FIGURE 5.14 – Schémas de mesure

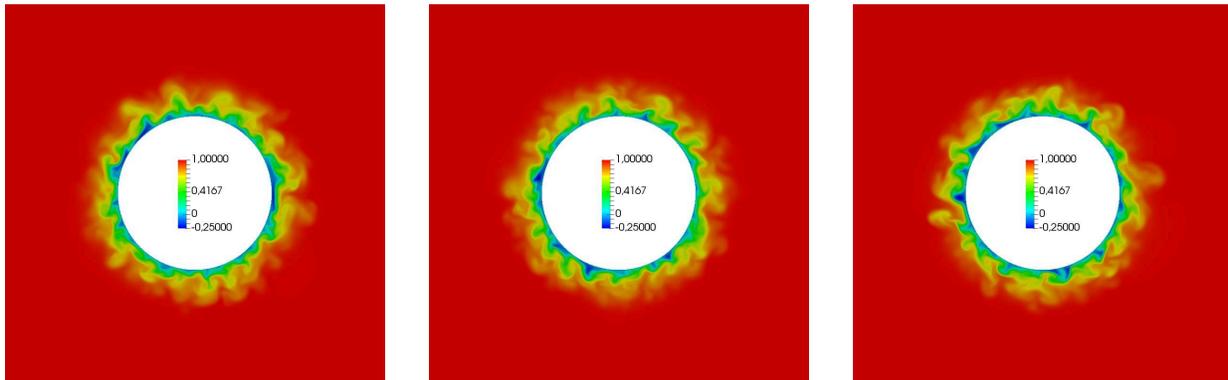
5.3 Activité tourbillonnaire à travers la zone d'interaction

Comme nous l'avons vu précédemment, le choc dans la zone de l'interaction a une structure non-homogène dans la direction azimutale. Cette structure résulte de l'organisation azimutale particulière que prennent les structures de la couche limite décollée dans la zone d'interaction. Afin de caractériser globalement l'évolution de ces structures, quelques coupes de grandeurs caractéristiques sont extraites. Les figures 5.15 et 5.16 montrent des coupes instantanées transversales de la composante principale de vitesse u_1/U_∞ en amont et en aval du pied de la rampe respectivement. En amont du pied de la rampe, on note que u_1 coïncide avec u_x . Pour la figure 5.16, les images sont affichées sur une surface perpendiculaire à la rampe, ce qui conduit à considérer une échelle différente de celle utilisée pour la figure 5.15. Les positions des plans extraits sont indiquées en coordonnées relatives à la position moyenne du début du décollement et adimensionnées par la longueur du décollement, soit $X^* = (x - x_{dec})/L_{dec}$. Le pied de la rampe se situe ainsi pour cette configuration à $X^* \simeq 0,81$. Les zones où la vitesse u_x (ou u_1) est négative indiquent la présence locale d'écoulement retour. De telles zones peuvent être plus particulièrement observées notamment pour $X^* = 0.0, 0.5$ et 1.0 . Le bord de la couche limite présente des ondulations marquées à grande échelle dans la direction azimutale. L'alternance de ces larges zones à haute et basse vitesse rappelle clairement la déformation (alternance de bosses) de la surface de choc observée et mesurée dans la direction azimutale. On note que le nombre total de ces structures identifiables en azimut reste relativement constant de l'amont vers l'aval malgré l'augmentation de la circonférence. Cela suggère que la structure externe de la couche limite qui se développe en aval résulte directement de la croissance à travers la zone d'interaction des grandes structures de la zone externe

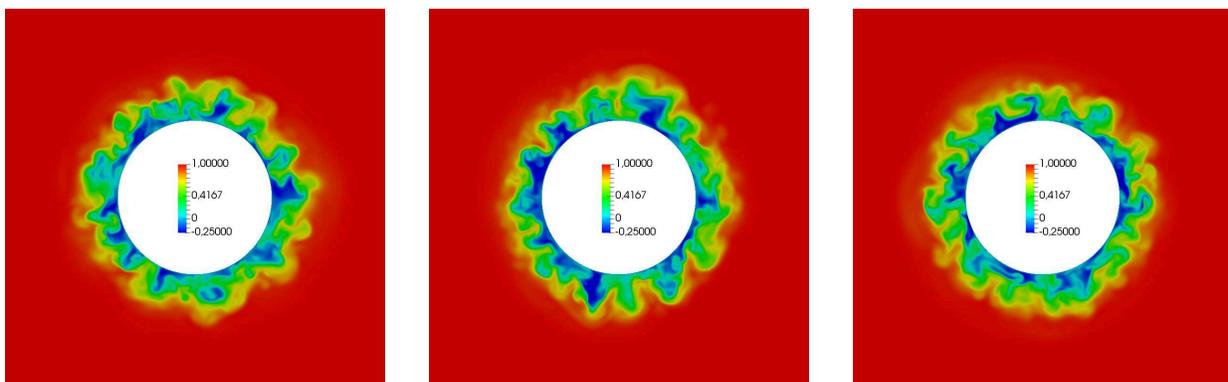
de la couche limite déjà présentes en amont. On note par ailleurs que la distribution des zones d'écoulement retour qui se forment au sein de la zone décollée n'est pas uniforme en azimut. Elles se concentrent de façon privilégiée au cœur des zones d'éjection les plus larges associées aux allées de *hairpin* traversant la zone d'interaction.



(a) $X^* = -0.5$, instant A,B et C

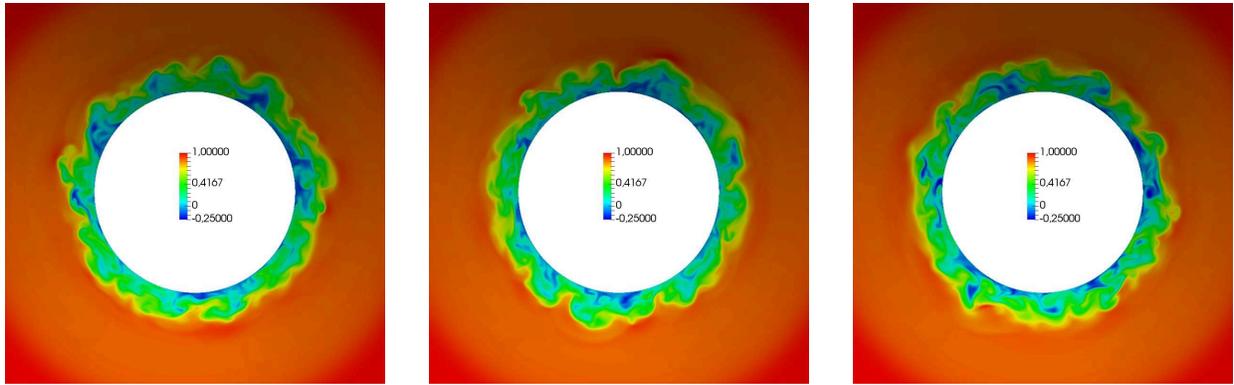


(b) $X^* = 0.0$, instant A,B et C

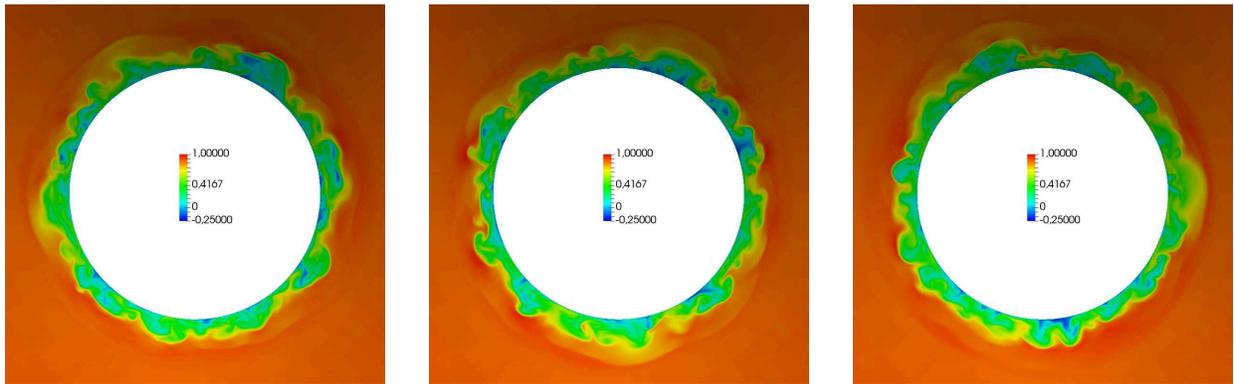


(c) $X^* = 0.5$, instant A,B et C

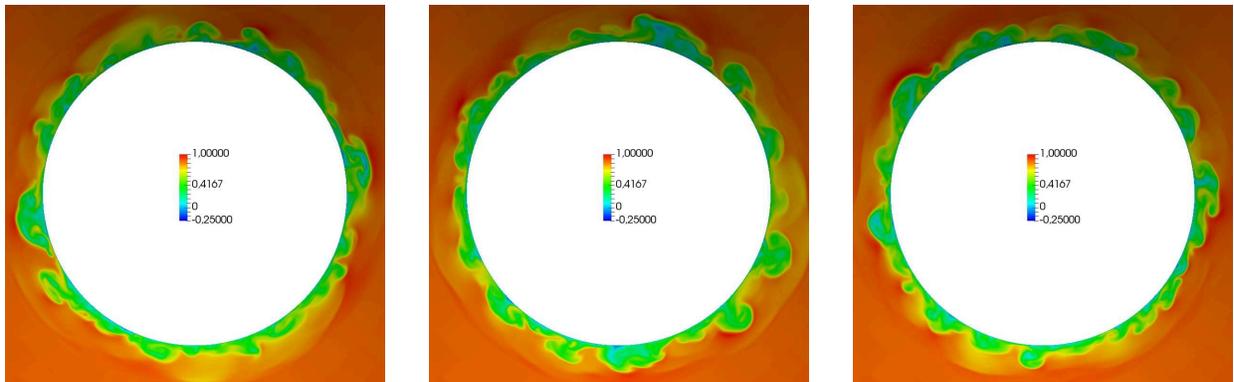
FIGURE 5.15 – Coupes transversale instantanées (instants arbitraires A, B et C) du champ de vitesse u_1/U_∞ pour différentes positions en amont de et à travers la zone de décollement.



(a) $X^* = 1.0$, instant A,B et C



(b) $X^* = 1.25$, instant A,B et C



(c) $X^* = 1.5$, instant A,B et C

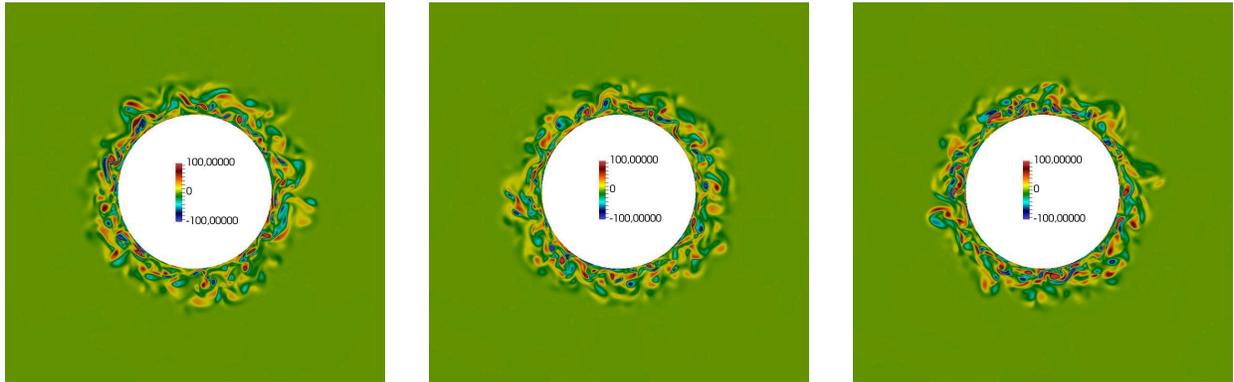
FIGURE 5.16 – Coupes transversale instantanées (instants arbitraires A, B et C) du champ de vitesse u_1/U_∞ pour différentes positions en aval de la zone de décollement.

Afin de mieux caractériser l'évolution de l'activité tourbillonnaire à travers la zone d'interaction, les précédentes visualisations sont complétées par des coupes de la composante de la vorticité ω_{x_1} tracées sur les figures 5.17 et 5.18. On constate que les niveaux de ω_{x_1} s'accroissent nettement quand on traverse la zone de décollement tandis que la zone rotationnelle s'élargit nettement dans la direction radiale. Comme attendu, en aval du décollement ($X^* = 1.2$ et 1.5), la zone de couche limite apparaît fortement amincie avant de recroître lentement. Dans la direction longitudinale, l'augmentation du rayon de la rampe cylindrique

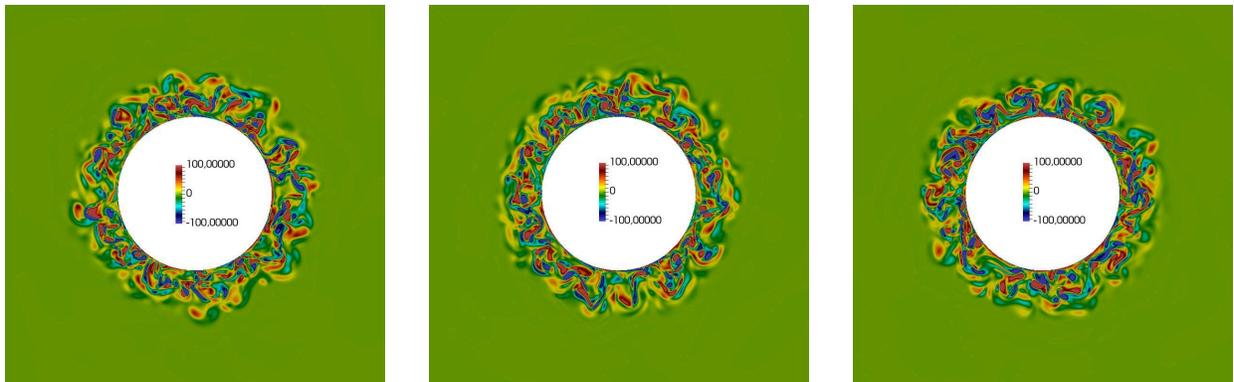
est nettement plus rapide que l'épaississement de la couche limite. Cela conduit à un développement des structures tourbillonnaires de la zone externe de la couche limite qui diffère de ce que l'on peut observer dans le cas d'une géométrie plane. Ces structures croissent de façon beaucoup plus importante en s'étendant dans la direction azimutale. L'alternance du signe de la composante de vorticité parallèle à la paroi (positive/négative en rouge/bleu respectivement) suggère un épanouissement important de structures longitudinales de type Görtler. De telles structures auraient été observées en aval de la zone de recollement pour des décollements sur des rampes de compression Loginov [48] et Grilli [33] et peuvent être associées à des instabilités centrifuges se développant à cause de la courbure convexe de l'écoulement rencontrée entre la fin de la zone décollée et la zone de la rampe en aval. Ils sont de plus en plus soupçonnés de jouer un rôle important dans la dynamique basse-fréquence des interactions choc/couche limite. Dans le cas présent, quelque soit le plan considéré en aval du pied de la rampe, les patterns n'apparaissent néanmoins pas localisés aux mêmes positions azimutales. Le champ moyen de frottement pariétal estimé d'après nos données de simulation (cf. figure 5.19) ne permet pas de révéler si clairement une véritable organisation de telles structures stationnaires en proche paroi.



(a) $X^* = -0.5$, instant A,B et C

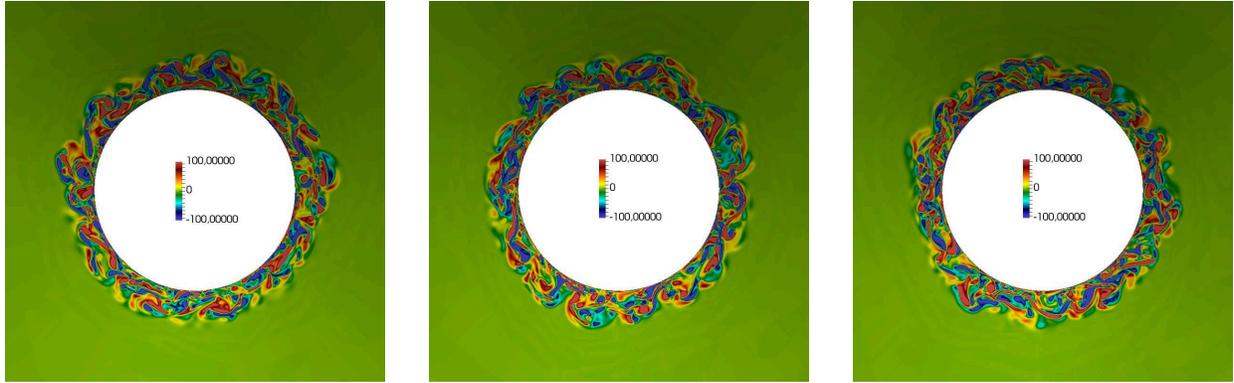


(b) $X^* = 0.0$, instants A,B et C

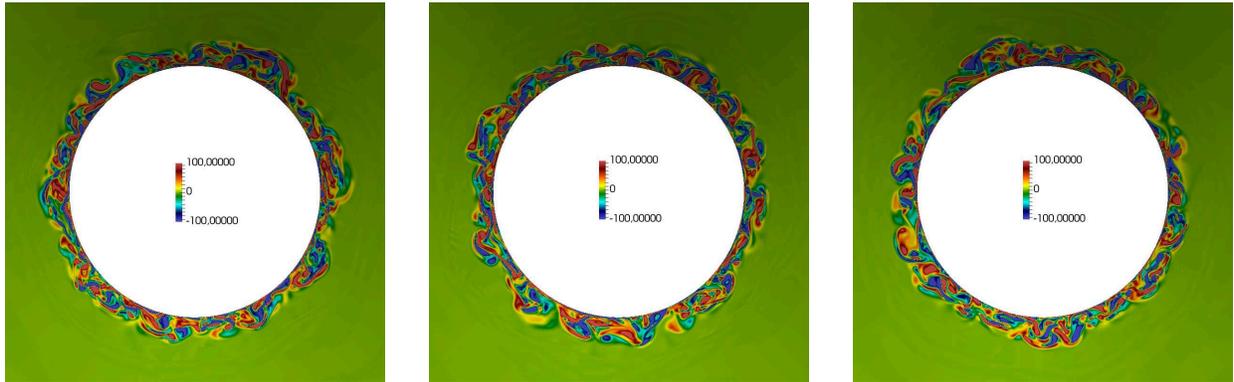


(c) $X^* = 0.5$, instants A,B et C

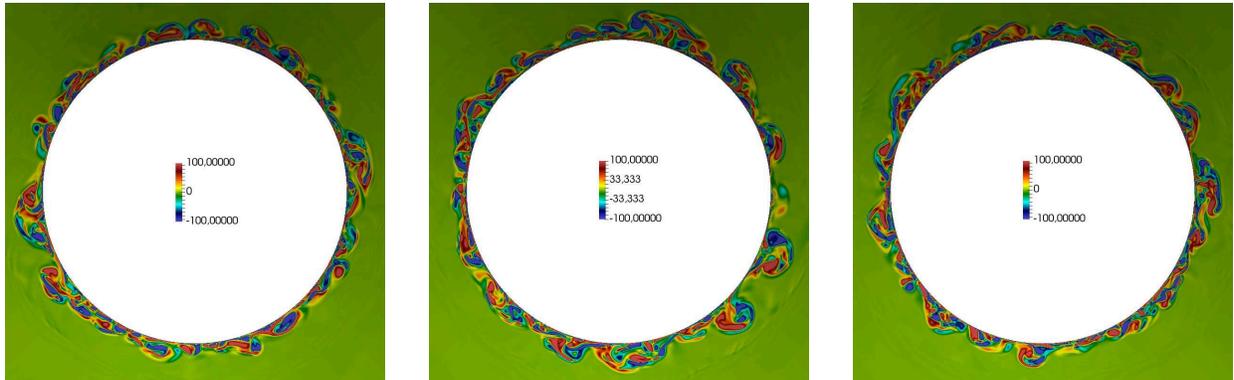
FIGURE 5.17 – Coupes transversale instantanées (instants arbitraires A, B et C) du champ de la composante de la vorticité ω_{x_1} pour différentes positions en amont de et à travers la zone de décollement.



(a) $X^* = 1.0$, instant A,B et C



(b) $X^* = 1.25$, instant A,B et C



(c) $X^* = 1.5$, instant A,B et C

FIGURE 5.18 – Coupes transversale instantanées (instants arbitraires A, B et C) du champ de la composante de la vorticité ω_{x_1} pour différentes positions en aval de la zone de décollement.

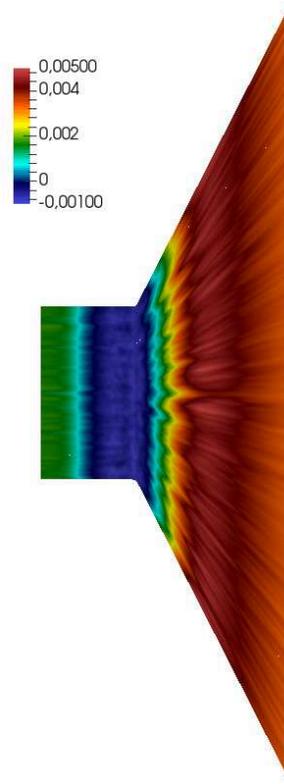


FIGURE 5.19 – Coefficient de frottement C_f moyenné temporellement.

5.4 Structure du champ de pression pariétale

Nous nous intéressons dans cette section à l’analyse de la structure du champ de pression pariétale qui est la signature des mouvements instationnaires complexes de la zone décollée. L’analyse est à nouveau réalisée en considérant un repère associé à la zone de décollement moyen, tel qu’illustré sur la figure 5.20 en définissant $X^* = (x - x_{dec})/L_{dec}$ où x_{dec} et L_{dec} sont la position du point de décollement et la longueur du décollement en moyenne respectivement. L’analyse est effectuée à partir de $N_t = 15400$ instantanés de pression à la paroi régulièrement échantillonnés sur un temps total de $911\delta_0/U_\infty$, ce qui correspond à une résolution temporelle correspondant à un intervalle d’échantillonnage de $0.0592\delta_0/U_\infty$.

5.4.1 Distribution d’énergie des fluctuations de pression pariétale

La figure 5.21 montre tout d’abord l’évolution longitudinale de la moyenne des distributions spectrales de l’énergie des fluctuations de pression pariétale adimensionnée $p'/(0.5p_\infty\gamma M_\infty^2)$. Les quatre positions considérées sont extraites pour $X^* = -0.6L_{dec}$ et $X^* = 0.8L_{dec}$. On constate la présence en amont que l’énergie des fluctuations est dominante autour de $St = 0.231$ tandis que pour les positions considérées à travers la zone de décollement en (b) et (c) l’énergie aux basses fréquences devient dominante. La bosse aux basses fréquences s’étend sur une plage de nombre de Strouhal défini à partir de l’épaisseur amont de la couche limite et de la vitesse à l’infini amont $St = f\delta_0/U_\infty$ d’environ une décade autour d’une valeur

dominant autour de $St \approx 0.01$ pour ces deux positions. Cette observation est consistante avec les observations reportées dans la littérature pour lesquelles les fluctuations à basses fréquences se situent généralement autour de $St \approx 0.01$ dans la zone intermittente en amont du décollement (voir Clemens[13] et Erengil et Dolling [28], par exemple). Ceci représente la signature caractéristique des mouvements de la zone de décollement en situation d'interaction choc/couche limite. En aval du décollement, l'énergie des pulsations à basses fréquences s'estompe rapidement.

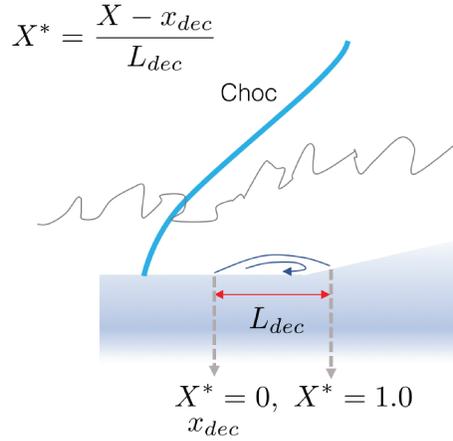


FIGURE 5.20 – Dimensionnement de problème

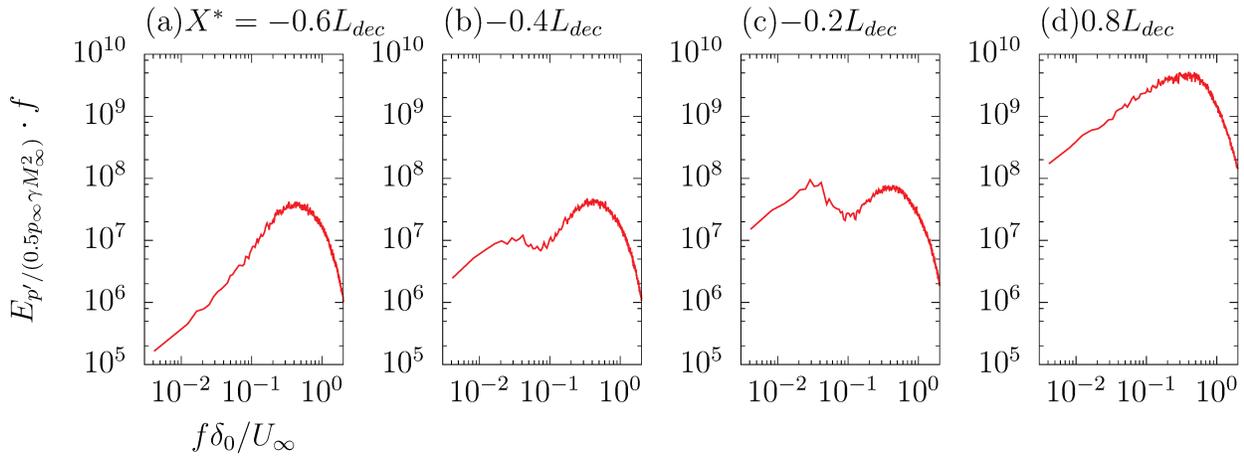


FIGURE 5.21 – Évolution longitudinale de la distribution spectrale d'énergie des fluctuations de pression pariétale adimensionnée $p'/(0.5p_\infty \gamma M_\infty^2)$.

5.4.2 Modes azimutaux de pression pariétale

L'inhomogénéité azimutale de la zone décollée conduit à une déformation des zones de choc qui a été illustrée auparavant. Cette inhomogénéité se traduit également par une distorsion azimutale du champ de pression pariétale. La caractérisation de l'évolution des modes

azimutaux de pression fluctuante est particulièrement importante en vue de mieux comprendre les mécanismes à l'origine de la génération d'efforts s'exerçant sur les structures où de telles interactions choc/couche limite sont présentes.

La pression pariétale fluctuante en une position longitudinale donnée x et échantillonnée selon N_θ points dans la direction azimutale peut se décomposer en $N/2 - 1$ modes azimutaux selon :

$$p(x, t) = \int_0^{2\pi} p(x, \theta, t) e^{im\theta} d\theta \quad (5.1)$$

où m est le numéro de mode azimutal. Ce traitement nous permet de mieux isoler et visualiser la nature des fluctuations de pression qui pourraient dominer dans certaines plages de fréquences caractéristiques. La figure 5.22 illustre le principe de décomposition. Les trois premiers modes azimutaux de pression fluctuante sont tracés. Les cercles gris représentent les surfaces de la paroi tandis que les flèches représentent la distribution des forces résultante s'exerçant à la paroi. Le mode axisymétrique $m = 0$, dit "breathing mode", correspond à des fluctuations cohérentes de même amplitude selon la direction azimutale ressenties à un instant donnée t . Le premier mode antisymétrique $m = 1$ est d'un intérêt particulier car il est le seul responsable de la génération d'effort latéral.

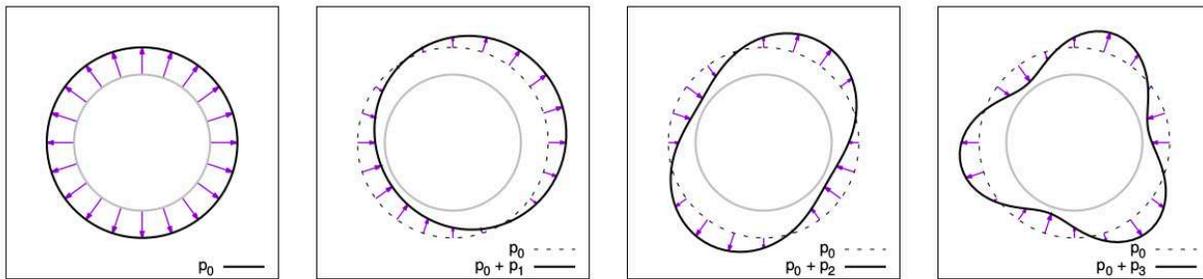


FIGURE 5.22 – Illustration des premiers modes de pression[38]

Le PSD de chaque mode peut se déduire par la transformation de Fourier de l'auto-corrélation de la mode que l'on a obtenu par 5.2.

$$\langle pp^*(x, \omega) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \langle p(x, t) p^*(x, t - \tau) \rangle e^{-i\omega\tau} d\tau \quad (5.2)$$

Dans un premier temps, intéressons-nous à la distribution de l'énergie des fluctuations $p'/(0.5p_\infty\gamma M_\infty^2)$ en mode et à leur évolution à travers la zone d'interaction. Les figures 5.23 et 5.24 montrent le résultat de l'estimation. Dans le premier cas, la distribution spectrale est directement indiquée (adimensionnement initial par une valeur fixe de référence), tandis qu'elle est adimensionnée dans le second cas par la valeur locale (selon x) de l'écart type des fluctuations de pression. Les fluctuations sont largement dominées dans cette partie amont de la zone d'interaction ($X^* \leq -0.5$) par les modes les plus bas. Cette distribution particulière n'est certes pas intuitive en regard de l'activité tourbillonnaire locale présente au sein de la couche limite et il serait légitime de questionner la possible influence du forçage particulier retenu pour nos simulations. Les données ont été acquises sur un domaine limité au cours

de la présente simulation et n’ont pas permis de vérifier par ailleurs l’évolution de cette décomposition modale de l’énergie de fluctuation plus en amont. Nous noterons néanmoins que la dominance du mode zéro reste cohérente avec l’observation généralement faite d’un champ de pression pariétale fluctuante qui reste corrélé (même faiblement) sur l’ensemble de l’envergure dans la direction transverse (ici azimutale) pour les simulations (quelle que soit la géométrie), tandis que les autres variables deviennent rapidement décorréliées. On pourrait ainsi supposer l’existence d’un processus naturel d’homogénéisation de la pression propre au développement d’une couche limite (comme observé au sein des jets par exemple où les modes bas de pression dominant alors que les modes dominants de vitesse fluctuante dépendent de l’épaisseur relative de quantité de mouvement [51]). L’énergie de tous les modes augmente à partir du $X^* \approx -0.5$ ce qui montre que l’ensemble des modes vont contribuer à l’augmentation de la pression pariétale *rms* à travers la zone d’interaction. On note une légère inflexion de la croissance (notamment pour les modes d’ordres les plus élevés) au niveau du pied de la rampe ($X^* = 0.81$), puis une saturation après une position $X^* \approx 1.5$ située assez largement en aval du point de recollement moyen. En aval du pic situé à $X^* \approx 1.5$, l’énergie commence ensuite à décroître plus progressivement pour l’ensemble des modes. On remarque que la croissance des modes d’ordre plus élevé est nettement plus forte à travers la zone d’interaction, ce qui semble résulter de l’accroissement important de l’activité tourbillonnaire et du degré de distorsion azimutale précédemment observé au sein de la zone de décollement. L’énergie contenue dans les modes 5 et 10 dépasse même l’énergie des premiers modes localement près de $X^* \approx 1.5$ avant de décroître à nouveau en dessous des niveaux des premiers modes. Tandis que les modes d’ordre bas dominant largement dans la zone amont, l’écart énergétique apparaît nettement plus resserré en aval de l’interaction, montrant l’enrichissement de la structure du champ de pression pariétale en aval. La figure 5.24 illustre mieux le fait que les modes d’ordre élevé subissent une croissance différente à travers l’interaction, de sorte que leur contribution aux fluctuations globales (ici représentée via le facteur d’échelle donnée par la p_{rms}) diffère en fonction de la position relative au sein de la zone d’interaction. Dans la partie amont, on note clairement que les modes 0 et 1 non seulement dominant mais croissent nettement plus rapidement jusqu’au début du décollement. La possible contribution à la génération d’effort semble néanmoins rester mineure tant ce comportement reste localisé dans une zone où la p_{rms} reste encore faible en amont du décollement moyen. La contribution relative de ces premiers modes à la fluctuation globale chute néanmoins ensuite rapidement tandis que le spectre de fluctuations s’enrichit de modes plus élevés. L’ordre de ces modes plus élevés dont l’énergie reste significative (dans la plage de 10 à 15) rappelle l’ordre des modes de fluctuations de vorticité azimutale à grande échelle observables lors des visualisations des plus grosses structures de la zone externe de la couche limite. Celles-ci apparaissent particulièrement déformées quand elles se rapprochent de la paroi après le contournement du pied de la rampe, et pourraient être associées à cette activité localement importante des modes plus élevés après le passage du pied de la rampe. Finalement, on notera que, même si il est possible que la zone de décollement joue un rôle dans la croissance du premier mode de pression azimutal, c’est avant tout légèrement en aval que cette influence sur la génération d’effort risque de s’exercer.

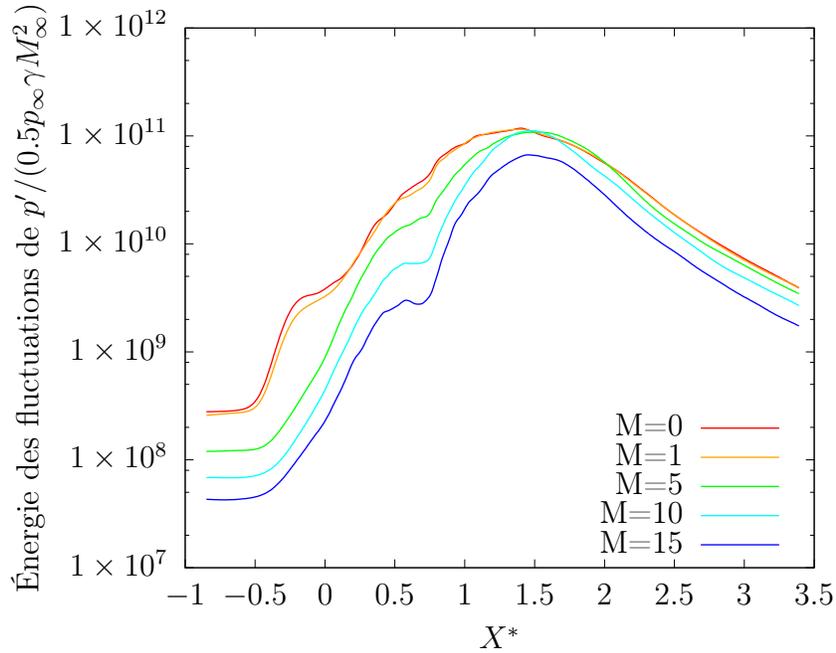


FIGURE 5.23 – Évolution à travers la zone d’interaction de la distribution en modes azimutaux de l’énergie des fluctuations de $p'/(0.5p_\infty\gamma M_\infty^2)$.

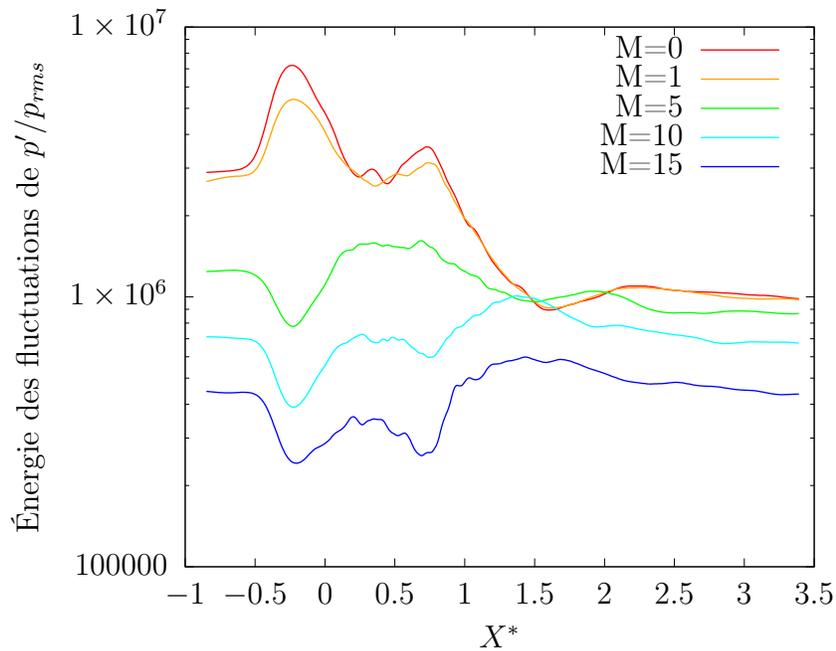


FIGURE 5.24 – Évolution à travers la zone d’interaction de la distribution en modes azimutaux de l’énergie des fluctuations de p'/p_{rms} .

Afin d’examiner le contenu fréquentiel associé aux différentes zones de l’écoulement, une cartographie de l’évolution longitudinale de la distribution spectrale d’énergie fluctuante to-

tale $E_{p'/(0,5p_\infty\gamma M_\infty^2)}$ est montrée sur la figure 5.25. De façon complémentaire, une cartographie de l'évolution des spectres de $E_{p'/p'_{rms}}$, donc basée sur une échelle locale (p'_{rms}) représentative du niveau énergétique local, est tracée sur la figure 5.26. Les fréquences sont classiquement exprimées par un adimensionnement basé sur l'épaisseur de la couche limite en amont et la vitesse à l'infini amont, donc selon le nombre de Strouhal $St = f\delta_0/U_\infty$. On rappelle que le début de la rampe est situé à $X^* = 0,81$. En amont de la zone d'interaction, les niveaux de p'_{rms} sont très faibles et l'énergie est majoritairement contenue dans une bande à moyennes fréquences ($0,2 < St < 0,3$). Au début de la zone d'interaction, mais en amont du début de décollement (pour $-0,4 \lesssim X^* \lesssim 0$), tandis que cette énergie de fluctuation à moyennes fréquences reste d'abord quasi constante, l'énergie à basses fréquences, voire très basses fréquences ($St \lesssim 0,05$) deviennent nettement plus importante que sur le reste de la plage de fréquences. Cette zone correspond à la région de la formation/battement intermittente du choc en amont du décollement. La zone de basses fréquences où l'énergie domine s'élargit ensuite nettement ($St \lesssim 0,2$ à $0,3$) lorsque l'on progresse en aval du recollement (vers $X^* \simeq 1,5$) avant de décroître lorsqu'on s'éloigne en aval de la zone d'interaction ($X^* > 2,5$). Dans cette zone en aval, seule l'énergie à moyennes et hautes fréquences persiste en restant environ un ordre de grandeur au-dessus des niveaux qui étaient observables en amont de la zone d'interaction. La figure 5.26 permet de constater que la contribution relative des basses fréquences est certes beaucoup plus marquée quand on se situe dans la zone amont au décollement ($X^* \simeq 0,4$) par rapport au point situé en $X^* \simeq 1,5$. Néanmoins, la figure 5.25 montre bien que la contribution absolue de ces basses fréquences restent largement dominante en $X^* \simeq 1,5$ (d'au moins deux ordres de grandeur).

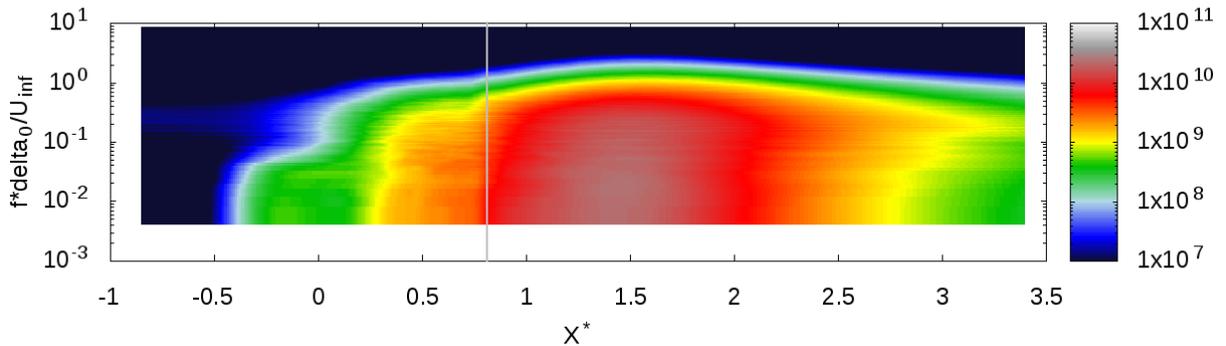


FIGURE 5.25 – Cartographie de l'évolution des distributions spectrales des fluctuations de pression pariétale $E_{p'/(0,5p_\infty\gamma M_\infty^2)}$ à travers la zone d'interaction (échelle arbitraire). La ligne grise indique la position du début de la rampe.

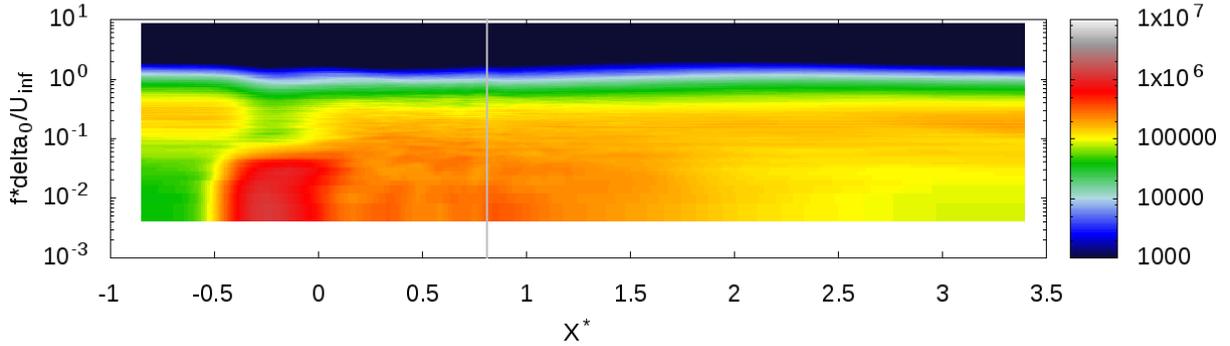


FIGURE 5.26 – Cartographie de l’évolution des distributions spectrales des fluctuations de pression pariétale pondérée par l’intensité de fluctuation locale $E_{p'}/p'_{rms}$ à travers la zone d’interaction. La ligne grise indique la position du début de la rampe.

La distribution spectrale de l’énergie de fluctuation est désormais examinée pour chacun des modes azimutaux séparément. Les figures 5.27 et 5.28 illustrent les cartographies correspondantes au deux premiers modes 0 et 1 et quelques exemples de modes suivants (5, 10 et 15). Il est intéressant de noter qu’il n’existe pas une séparation nette de l’activité des modes en fonction de la plage de fréquences considérée. Il est néanmoins possible de dégager quelques tendances générales. En amont de la zone d’interaction, on peut noter la présence de pics à des nombres de Strouhal caractéristiques (autour de $St \simeq 0,2$) pour des modes moyens (ici illustrés via le mode 5) tandis que l’activité des modes plus bas (0 et 1) s’étend sur une plage plus large autour de cette fréquence. On peut noter que l’activité à basses fréquences qui avait été relevée au début de la zone d’interaction en amont du début du décollement est essentiellement associée aux premiers modes (0 et 1) uniquement. Les modes d’ordre supérieur commencent à contribuer également à la plage basses fréquences, mais essentiellement à partir de la zone de décollement. Il est intéressant de noter par ailleurs que la forte activité à basses fréquences qui avait auparavant été relevée en aval du recollement (autour de $X^* \simeq 1,5$) est en fait clairement associée à des modes d’ordre élevé (ici 15 et 20) tandis que les premiers modes 0 et 1 sont désormais devenus plus particulièrement actifs uniquement dans une plage de moyennes fréquences. La seconde représentation des distributions spectrales d’énergie montrée en figure 5.28 suggère finalement clairement que le premier mode 1, potentiellement source de charges latérales à basses fréquences, est relativement plus actif essentiellement dans la zone de naissance intermittente du choc en léger amont du point de décollement moyen tandis que les fluctuations à basses fréquences sont progressivement portées par des modes azimutaux d’ordre de plus en plus élevé au fur et à mesure que l’on progresse vers l’aval. Tandis que des efforts latéraux sont susceptibles d’être générés à basses fréquences dans la zone légèrement amont au décollement, la contribution essentielle semble néanmoins être essentiellement générée dans une plage de moyennes fréquences de part l’activité de l’écoulement en léger aval du point de recollement.

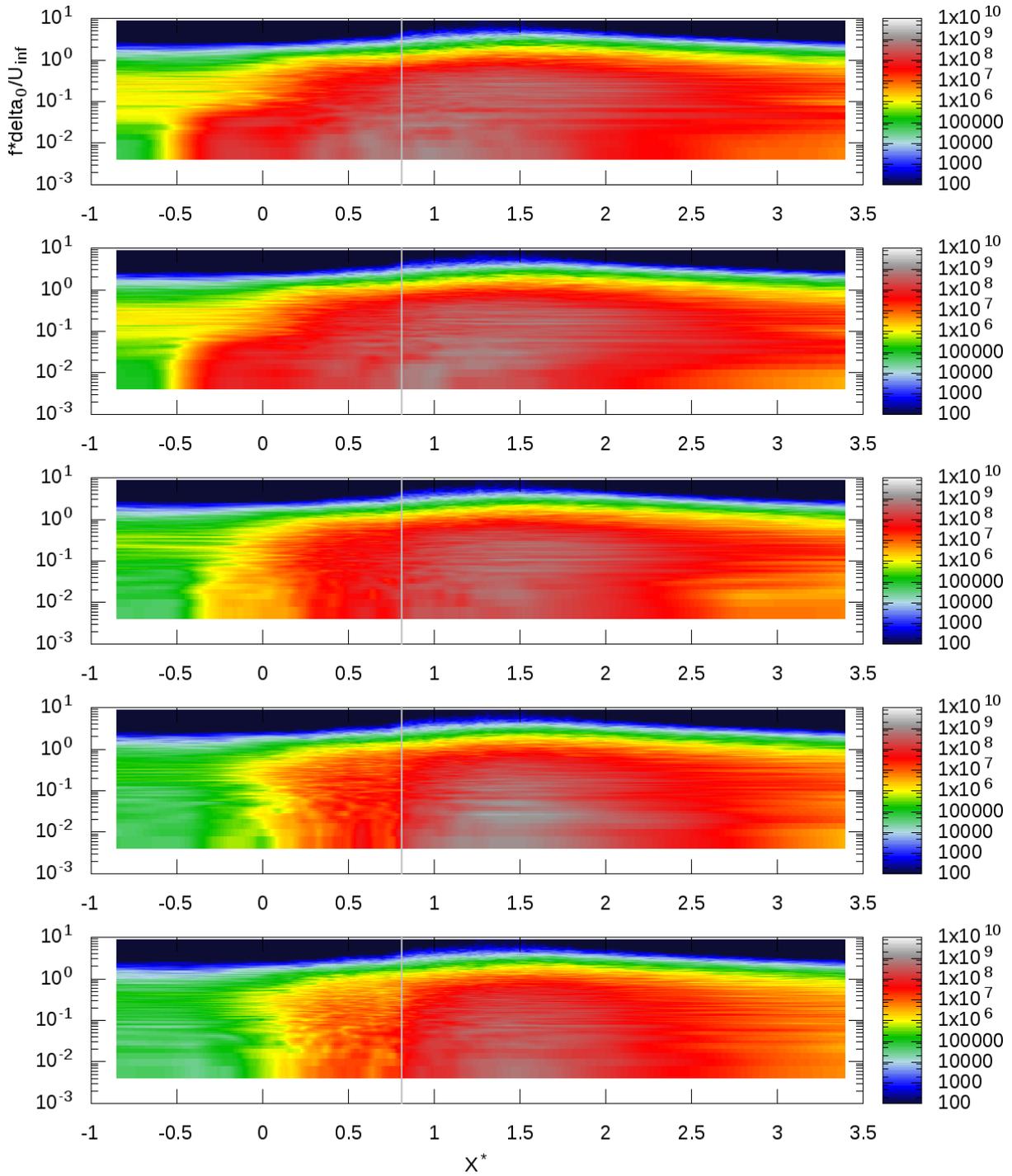


FIGURE 5.27 – Iso-contours de PSD : $M = 0, 1, 5, 10, 15$, la couleur signifie $E_{p'}/(0.5\rho_{\infty}\gamma M_{\infty}^2)$, la ligne grise indique le début de la rampe

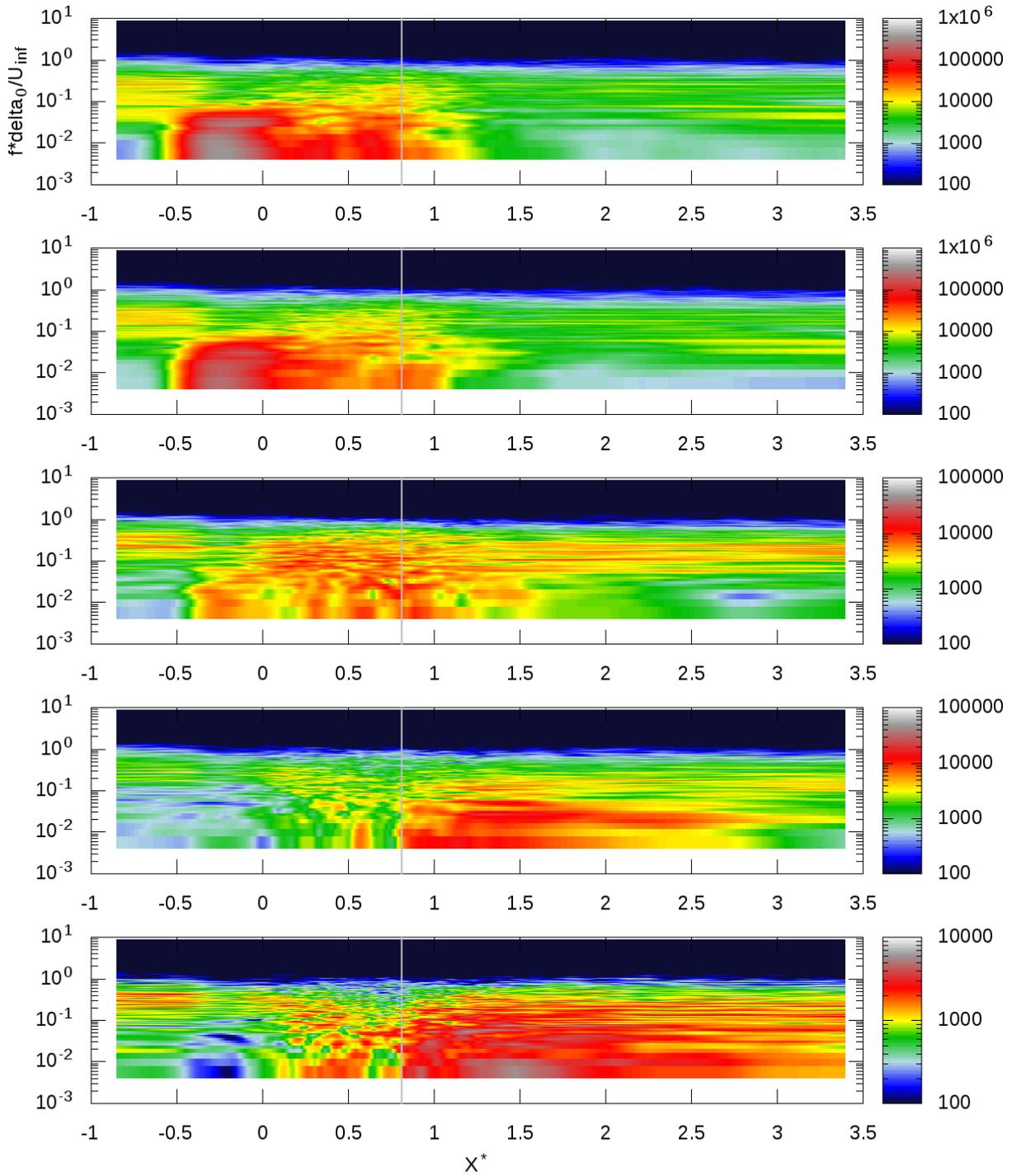


FIGURE 5.28 – Iso-contours de PSD : $M = 0, 1, 5, 10, 15$, la couleur signifie $E_{p'}/p'_{rms}$, la ligne grise indique le début de la rampe

5.4.3 Efforts de pression exercés sur la configuration

La résultante des forces de pression instationnaires intégrées sur l'ensemble d'une configuration est d'un intérêt majeur pour la prévision des risques d'endommagement des structures aéronautiques où ce type d'interaction est rencontrée. Nous cherchons ici à caractériser cette résultante dans une région à proximité de la zone de décollement illustrée sur la figure 5.29 où les coordonnées sont ré-exprimées selon $X^* = (X - x_{dec})/L_{dec}$ comme précédemment, donc en fonction du point de décollement moyen et sous forme adimensionnée par la longueur du décollement. La surface ici retenue pour réaliser l'estimation (donc partielle) des efforts aérodynamiques s'exerçant à la surface de la géométrie a une dimension de $4.24L_{dec}$ de $X^* = -0.85$ à $X^* = 3.39$. Pour des raisons de simplification, on notera que seuls les efforts de pression sont pris en compte dans l'analyse qui suit. La comparaison des niveaux de coefficients de frottement à l'amplitude des efforts de pression, adimensionnée (par la pression dynamique fois la surface) conduit à considérer au moins un ordre de grandeur entre les niveaux des efforts de pression et ceux des efforts de frottement pariétal, ce qui permet de justifier *a priori* que les efforts tangentiels direct à la paroi restent négligeables dans le bilan de force global. Introduisant F_x , F_y et F_z les composantes de la force dans le repère global, la force totale $|F_{totale}| = \sqrt{F_x^2 + F_y^2 + F_z^2}$ et la force latérale $|F_{latérale}| = \sqrt{F_y^2 + F_z^2}$ sont estimées et comparées.

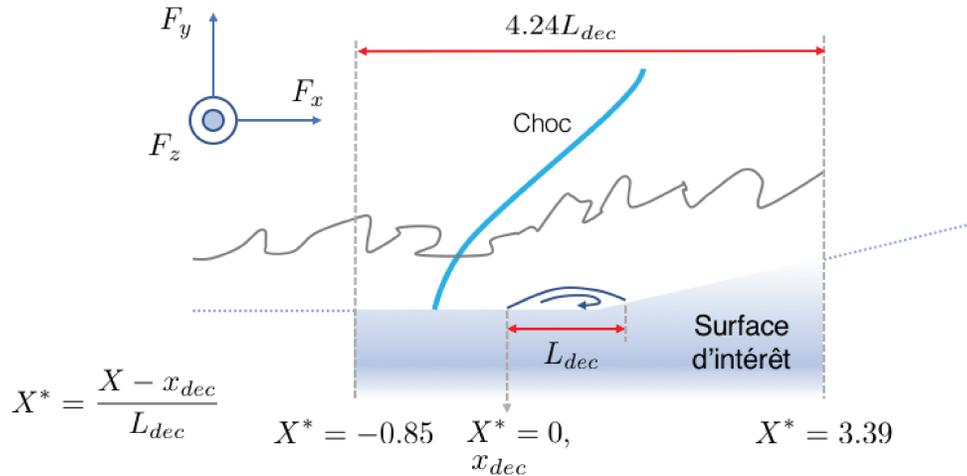


FIGURE 5.29 – Schémas de la surface d'intérêt

L'évolution temporelle de $|F_{latérale}|$ (par unité de longueur) est tout d'abord tracée pour différentes positions longitudinales sur la figure 5.30. De façon attendue, ces évolutions présentent un niveau important d'instationnarité pour toutes les positions. On note par ailleurs que le niveau de fluctuation n'est pas homogène. Il augmente nettement de l'amont vers l'aval. Cette observation est consistante avec l'analyse précédente de l'évolution de l'intensité du mode 1 de pression pariétale fluctuante. Même si le mode 1 a une activité relativement plus marquée dans la zone amont au décollement, le niveau global des fluctuations augmente beaucoup plus en allant vers l'aval et c'est en aval du point de recollement (ici vers $X^* \simeq 1.4$) que l'effort latéral par unité de longueur est maximisé.

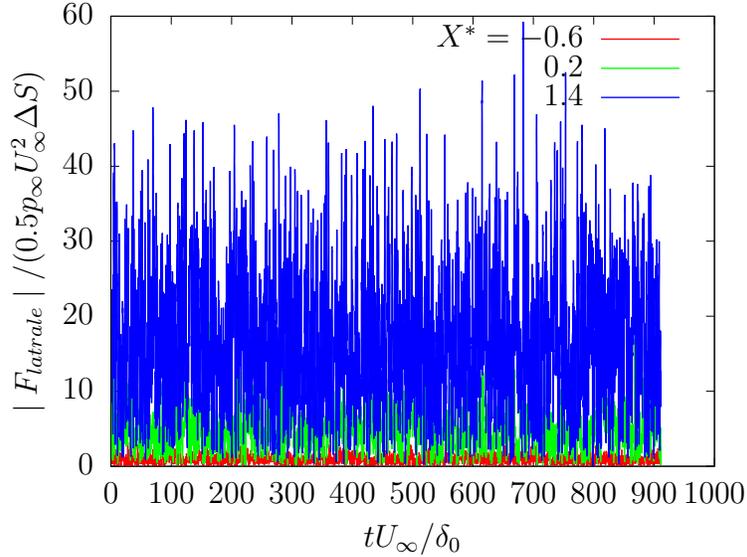


FIGURE 5.30 – L'évolution temporelle de $|F_{latérale}|$ exercée à des différentes positions longitudinales

Les évolutions longitudinales de l'intensité de la fluctuation de la force latérale, selon x et totale sont comparées sur la figure 5.31. En amont du pied de la rampe, la contribution longitudinale à la fluctuation de force est naturellement nulle par définition et la fluctuation d'effort total est confondue avec la fluctuation d'effort latéral. Le niveau de fluctuation d'effort latéral commence à croître d'abord à partir du début de la zone d'interaction $X^* \simeq -0,5$, puis son taux de croissance augmente plus fortement à travers la zone décollée. Un maximum de fluctuation d'effort latéral est généré près de $X^* \simeq 1,5$, ce qui coïncide avec la position où le niveau maximal de fluctuations de pression était observé précédemment. Par symétrie de l'écoulement, la résultante de l'effort latéral moyen est nulle. Par ailleurs, la moyenne de l'amplitude de la force latérale est d'environ 8,6% celle de l'amplitude de la force longitudinale. L'effort selon la direction x reste donc largement prédominant au niveau de la rampe pour cette configuration de sorte que la fluctuation d'effort de pression x apparaît quasi-superposée à la fluctuation d'effort total. On note que l'amplitude de la fluctuation d'effort latéral est inférieure à celle de la fluctuation d'effort selon x et par conséquent de la fluctuation d'effort total.

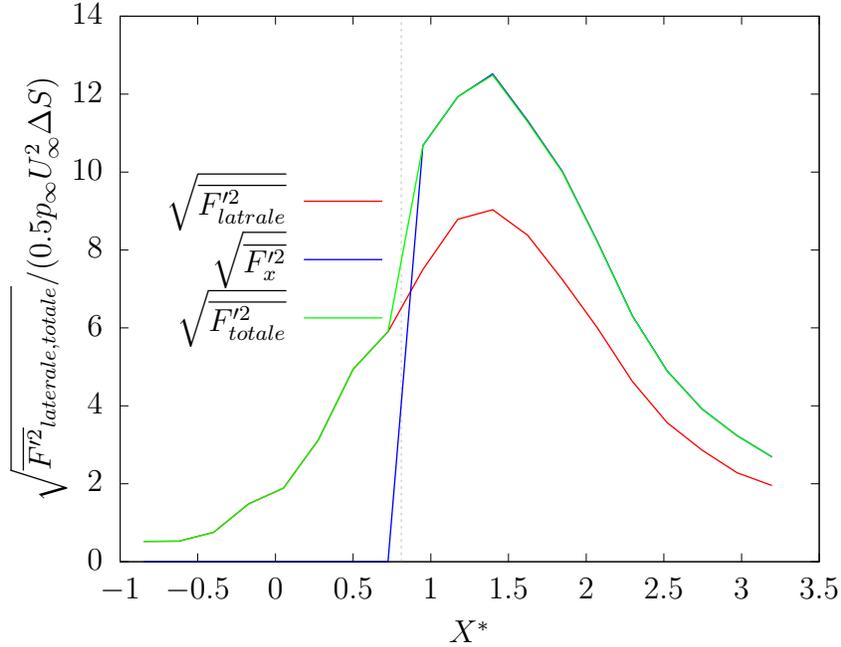


FIGURE 5.31 – Évolution longitudinale de l'intensité de la fluctuation temporelle des forces, la ligne pointillée indique le début de la rampe à $X^* = 0.81$.

5.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à la dynamique instationnaire de la zone d'interaction entre une couche limite supersonique à $Mach = 3$ se développant spatialement le long d'un corps cylindrique et une rampe de compression cylindrique (configuration cylindre/flare). Cette étude se démarque ainsi de la majorité des études d'interaction choc/couche limites menées généralement en configuration plane. Au contraire de l'étude présentée au cours du chapitre précédent, la géométrie de révolution complète a ici été considérée dans la direction transverse tandis qu'un angle de rampe plus important (32°) a été considéré afin d'augmenter la taille du décollement et le degré d'instationnarité associé.

L'étude s'est focalisée dans un premier temps sur la dynamique du choc et la variation temporelle de son degré d'inhomogénéité azimutale. Le choc présente en amont de la zone décollée une structure sous forme de grappes de fronts discontinus associés aux plus grosses structures externes de la couche limite avant de fusionner sous la forme d'une surface de choc plus continue en aval. Il a été montré que la déformation de ces fronts de choc dans la direction azimutale est d'autant plus importante que l'on se situe en proche paroi et que le choc est d'autant plus souvent déformé vers l'amont de sa position moyenne (azimutale) instantanée que l'on se situe loin de la paroi et que le front de choc moyen se trouve globalement vers l'amont.

Le frottement pariétal au sein de la zone décollée présente de fortes irrégularités azimutales, variant de façon intermittente en fonction des structures instantanées de la couche limite amont, des stries plus organisées et stationnaires se forment en aval du recollement, mais leur structure moyenne ne permet pas d'évoquer la présence en proche paroi de struc-

tures de type Görtler. L'organisation des structures tourbillonnaires observables dans la zone externe de la couche limite en aval de l'interaction coïncide avec celles des structures en amont du décollement, leur dynamique étant simplement altérée par l'épanouissement rapide possible dans la direction azimutale lors de leur progression au niveau de la rampe.

La structure du champ de pression fluctuant a été ensuite examinée plus en détails. Une émergence d'une activité à basses fréquences, caractéristique typique de ce type d'interaction choc/couche limite, a été également observée pour la configuration d'étude cylindrique. Il a été montré que le mode 1 de fluctuations de pression était relativement plus actif à basses fréquences dans la région intermittente de naissance/battement du choc en léger amont du décollement mais que l'activité à basses fréquences restait dominée par les modes d'ordre plus élevé dans la zone en aval du recollement. Dans cette zone en aval, le mode 1 agirait ainsi de façon plus privilégiée dans une gamme de fréquences moyennes.

La production d'efforts latéraux, serait ainsi plus particulièrement associée dans cette configuration à cette zone en aval du recollement. Ces efforts latéraux ont finalement été estimés. Si leur amplitude reste globalement nettement inférieure à celle des efforts longitudinaux, le niveau de fluctuation de ces efforts par unité de longueur croît pour atteindre effectivement un maximum sur la rampe dans la zone en aval du recollement.

Synthèse et perspectives

Ces travaux de thèse ont été consacrés à l'étude numérique de configurations de type "cylinder-flare" en écoulement supersonique. L'objectif était d'une part d'examiner les effets de courbure transverse de la paroi sur le développement spatial d'une couche limite supersonique et la zone d'interaction avec la rampe de compression en géométrie cylindrique. Il s'agissait d'autre part de pouvoir analyser le comportement dynamique d'une telle interaction en géométrie plus représentative des objets industriels où les SWBLI sont rencontrés et en pouvant faire abstraction de tout effet de bord parasite dans la direction azimutale.

Un code de simulation LES/DNS en géométrie cartésienne a été modifié pour intégrer la résolution des équations de Navier-Stokes adimensionnées en formulation curviligne. Elle emploie des schémas hybrides aux différences finies, basculant de schémas centrés optimisés d'ordre 6 avec filtres explicites à des schémas WENO d'ordre 5. Un algorithme classique de Runge-Kutta d'ordre 4 est utilisé pour l'intégration temporelle. Le code a été validé via différents cas tests classiques (pulse acoustique, diffraction acoustique, tourbillon de Taylor-Green et interaction choc/tourbillon). Ces tests ont permis d'une part de vérifier la capacité du code à obtenir des solutions stables même en présence de chocs, et d'autre part de préciser les niveaux de raffinement et/ou de déformation de maillage à recommander pour maintenir un niveau de précision suffisamment élevé pour les simulations en situation d'interaction choc/turbulence. Les maillages des configurations d'intérêt de couches limites ont par la suite été construits en respectant largement ces contraintes.

Des simulations numériques directes de couches limites à Mach 3 sur parois courbes interagissant avec une rampe ont tout d'abord été réalisées en considérant un domaine d'extension limitée dans la direction azimutale. Les différentes courbures relatives correspondent à une épaisseur de couche limite δ_0 sensiblement équivalent et une variation du rayon de courbure r_0 de la paroi telle que $\delta_0/r_0 = 0, 3$ et $\delta_0/r_0 = 0, 6$. L'objectif était de caractériser d'abord l'influence de la courbure transverse sur le développement de la turbulence pariétale en amont. Pour le forçage amont retenu (modes stationnaires de perturbations sinusoidales dans les directions azimutale et normale à la paroi), une transition laminaire-turbulent sensiblement plus rapide a pu être observée quand la courbure était plus importante, mais ce mécanisme apparaît être compensé dans une certaine mesure par un développement moins rapide dans la zone de transition. Une attention particulière a été portée à la possible influence du forçage amont. Le processus de transition pour l'ensemble des cas semble filtrer en grande partie l'effet de sillage alternatif induit par le forçage amont, en sélectionnant des modes à plus basse fréquence spatiale dans la direction azimutale, plus caractéristiques de l'organisation natu-

relle attendue dans la couche limite (typiquement associé à l’alternance de streaks). La trace de modulations azimuthales induites par le forçage en amont reste néanmoins visible dans les plans des vitesses parallèles à la paroi moyennés temporellement suggérant une possible limite de l’utilisation de perturbations stationnaires en amont. Dans l’ensemble des cas, l’amplitude de cette modulation azimuthale du champ moyen proche paroi reste néanmoins faible en comparaison du niveau des fluctuations induites par les structures turbulentes instationnaires, permettant d’assurer la représentativité physique de l’état de la couche limite en amont de la zone d’interaction. L’état de développement de la couche limite juste en amont de la zone d’interaction reste alors proche (Re_θ environ similaire) pour l’ensemble des cas et correspond à un état de couche limite à Reynolds modéré en régime turbulent quasiment établi. Il a été noté que l’augmentation de la courbure transverse conduit de façon attendue à des profils présentant un déficit de vitesse moins marqué et des niveaux de frottement légèrement plus élevés en proche paroi, modifiant ainsi légèrement les paramètres intégraux caractérisant la croissance de la couche limite. Une réduction de l’activité turbulente a été observée avec une réduction des niveaux de contraintes turbulentes par rapport au cas plan. Des différences plus subtiles de l’organisation des structures au sein de la couche limite ont par ailleurs aussi été relevées. La courbure a en effet tendance à atténuer les interactions tourbillonnaires dans la direction azimuthale et ce d’autant plus qu’elles se situent loin de la paroi. Les fonctions de corrélation des fluctuations dans la direction azimuthale et les spectres d’énergie associés révèlent que l’augmentation de la courbure a ainsi tendance à réduire sensiblement l’énergie associée aux modulations à basses fréquences spatiales (donc associées aux plus grosses structures) près de la paroi et à renforcer l’énergie des plus petites structures, notamment dans la partie haute de la couche limite. Le bilan de l’énergie cinétique turbulente a permis de vérifier que les termes associés aux effets de courbure restent négligeables pour les niveaux de courbure considérés. On constate principalement une réduction des termes de production et de dissipation quand la courbure augmente. Cette observation est consistante avec l’atténuation des niveaux de vorticités qui suggère une légère réduction de l’activité tourbillonnaire avec la courbure. L’analyse de l’anisotropie des contraintes a néanmoins révélé un changement d’organisation notable au sein de la couche limite, avec une turbulence de type cigare en proche paroi pour les cas cylindriques alors que l’on suit la frontière opposée dite bi-composantes du triangle de Lumley dans le cas plan. On observe également une inversion de comportement dans l’autre sens pour l’évolution des invariants d’anisotropie des contraintes dans la partie haute de la couche limite.

L’effet de géométrie sur la structure de la zone d’interaction entre cette couche limite supersonique à Mach 3 et une rampe imposant une déflexion de 18 degrés a ensuite été étudié pour les mêmes différents niveaux de courbure transverse de la paroi amont. La réduction du gradient de pression liée au changement de géométrie conduit certes à un certain nombre d’observations attendues, telles que la réduction de l’étendue de la zone de décollement moyen, la réduction de l’amplification des contraintes ou la modification des niveaux de frottement et de la représentation des profils de vitesse en unités de paroi qui en dépend indirectement. Les résultats ont néanmoins permis également de noter certains effets qui ne semblent pouvoir être uniquement associés à cette réduction du gradient de pression. L’augmentation de la courbure conduit ainsi à une augmentation du coefficient de frottement, un épaississement/diminution plus prononcé de la couche limite avec une diminution des déficits de vitesse et

de quantité de mouvement longitudinales provoquées à travers la zone d'interaction. L'étude du champ turbulent révèle une plus large amplification relative des contraintes turbulentes dans la direction de la paroi et une moindre dans les directions azimutales et normales à la paroi. L'évolution des invariants du tenseur d'anisotropie des contraintes montre que le passage à travers la zone d'interaction conduit à basculer vers un état en proche paroi où les fluctuations sont beaucoup plus isotropes dans le cas cylindrique alors que l'on suit clairement un comportement 2d "disk-like" dans le cas plan. Sur la partie externe de la couche limite, un état bi-composantes est maintenu à travers la zone d'interaction pour le cas cylindrique alors qu'une turbulence de nature en cigares en aval de la zone d'interaction est obtenue dans le cas d'une géométrie plane. Tandis que les structures de la zone intermédiaire de la couche limite ont tendance à s'agglomérer dans une zone plus étroite de la paroi, la dynamique des plus grosses structures de la zone extérieure de la couche limite se retrouve inhibée par réduction des interactions dans la direction azimutale. La couche limite perturbée en aval de l'interaction présente ainsi plus de petites structures énergétiques près de la paroi que dans le cas plan et de grosses structures moins énergétiques dans la zone externe.

Nous nous sommes finalement intéressés à la dynamique instationnaire de la zone d'interaction entre une couche limite supersonique à Mach 3 se développant spatialement le long d'un corps cylindrique et une rampe de compression cylindrique (configuration cylindre/flare). Une géométrie de révolution complète a été considérée afin de pouvoir s'abstraire de tout effet de bord et réaliser une analyse originale de la croissance des modes azimutaux de pression. L'angle de la rampe pour cette étude était plus important (32°) afin d'augmenter la taille du décollement et exacerber potentiellement le degré d'instationnarité associé. La dynamique et l'inhomogénéité du choc ont tout d'abord été caractérisées. Le choc présente en amont de la zone décollée une structure sous forme de grappes de fronts discontinus associés aux plus grosses structures externes de la couche limite avant de fusionner sous la forme d'une surface de choc plus continue en aval. La déformation azimutale de ces fronts de choc est plus importante quand on se situe en proche paroi ou que le choc est globalement (en moyenne azimutale instantanée) en amont de sa position moyenne totale. Le frottement pariétal au sein de la zone décollée présente également de fortes irrégularités azimutales en fonction du changement intermittent des structures instantanées de la couche limite amont. On note que des stries plus organisées et stationnaires se forment en aval du recollement, bien que la structure moyenne de l'écoulement n'ont pas permis de montrer clairement la présence en proche paroi de structures stationnaires de type Görtler. L'organisation des structures tourbillonnaires observables dans la zone externe de la couche limite en aval de l'interaction coïncide avec celles des structures en amont du décollement, leur dynamique étant simplement altérée par l'épanouissement rapide possible dans la direction azimutale lors de leur progression au niveau de la rampe. L'analyse du champ de pression pariétale a montré l'émergence de l'activité à basses fréquences qui caractérise ce type d'interaction choc/couche limite. Il a été montré que le mode 1 de fluctuations de pression était relativement plus actif à basses fréquences dans la région intermittente de naissance/battement du choc en léger amont du décollement mais que l'activité à basses fréquences restait dominée par les modes d'ordre plus élevé dans la zone en aval du recollement. Dans cette zone en aval, le mode 1 agirait ainsi de façon plus privilégiée dans une gamme de fréquences moyennes. La production d'efforts latéraux (associés uniquement à ce mode 1), serait ainsi plus particulièrement observables

dans cette zone en aval du recollement pour ce type de configuration. Une évaluation des efforts latéraux a montré que ceux-ci restent d'amplitude nettement inférieure à celles associés aux efforts longitudinaux. Le niveau de fluctuation de ces efforts par unité de longueur croît néanmoins beaucoup plus fortement à travers la zone d'interaction pour atteindre effectivement un maximum sur la rampe dans la zone en aval du recollement.

Ces travaux de thèse ont été dédiés à une configuration d'interaction choc/couche limite encore largement inexplorée dans la littérature. L'étude a permis d'identifier des pistes d'amélioration de la stratégie numérique et des outils de diagnostic, ainsi que de dégager des perspectives originales d'études complémentaires à moyen terme.

La mise au point des outils numériques a naturellement été orientée au cours de cette étude de façon à satisfaire le compromis délicat précision/coût/robustesse sur la base de ressources de calcul modestes (quelques millions d'heures obtenues sur la machine Turing de l'IDRIS). Il aurait été souhaitable de pouvoir sonder des couches limites développées plus naturellement jusqu'à des nombres de Reynolds sensiblement plus élevés, ce qui accroît rapidement les ressources nécessaires. Il est à noter par ailleurs que les besoins en terme de résolution dans la direction azimutale augmente très rapidement avec l'évasement de la géométrie pour des angles de rampe élevés, ce qui constitue une limite intrinsèque forte. L'extension en formulation curviligne de schémas numériques plus précis (par exemple sur la base d'approche hybride combinant des schémas en formulation "skew-symmetric" avec des schémas WENO d'ordre plus élevé tels qu'utilisés au cours de travaux précédents dans l'équipe) voire l'utilisation de méthodes spectrales pour la direction azimutale dans la partie amont de la couche limite, serait une voie possible à explorer pour pouvoir envisager de relaxer le raffinement du maillage. Le traitement de la paroi reste également problématique car le glissement progressif vers des schémas décentrés est souvent source d'instabilités numériques. Si la solution retenue pour notre étude s'est avérée suffisamment robuste, de nombreux tests supplémentaires seraient nécessaires pour déterminer une stratégie adhoc lorsque des schémas d'ordre de précision plus élevé seront utilisés. La formulation curviligne pose également le délicat problème de la construction de la transformation métrique et de la conservation des invariants métriques. L'approche communément adoptée consiste à utiliser des schémas de discrétisations des composantes $\partial x_i / \partial \xi_j$ similaires à ceux ensuite utilisés pour l'estimation des gradients de flux $\partial F_i / \partial \xi_j$ dans l'espace de calcul, ce qui n'est naturellement plus possible pour des schémas WENO qui sont non-linéaires par nature. Dans notre étude, les métriques ont été construites à partir des schémas centrés optimisés, indépendamment de l'activation des schémas WENO. Cela n'a a priori que peu impacté la précision des calculs dans la mesure où les zones de choc sont restées confinées dans des zones relativement bien définies. Un travail plus fondamental sur l'utilisation de schémas hybrides avec schémas non-linéaires en formulation curviligne serait intéressant de façon à définir la meilleure stratégie à suivre pour des configurations mettant en jeu des conditions plus sévères. Dans le cas présent, le problème le plus important qui a été identifié est relatif à l'utilisation du filtre nécessairement couplé à l'emploi des schémas centrés optimisés. L'approche simple et naïve retenue découle de celle qui semble être adoptée dans des travaux précédents dans la littérature et consiste à simplement filtrer les grandeurs physiques par direction en suivant directement les lignes du maillage courbe. Il a été vérifié au cours des tests préliminaires effectués dans cette étude que cette démarche ne permet naturellement pas de préserver les propriétés (optimales)

des filtres, voire conduit à des effets diffusifs parasites difficilement prévisibles a priori. Des travaux complémentaires semblent nécessaires pour déterminer une stratégie plus appropriée (sans surcoût majeur) de filtrage en géométrie curviligne de façon à contrôler la précision et la robustesse effectives des simulations, notamment dans la zone de choc.

Le génération de conditions d'entrée pertinentes, soit pour auto-entretenir des conditions turbulentes réalistes, soit pour forcer une transition plus naturelle sur une distance d'établissement qu'il est possible de simuler, sans bruite le reste de l'écoulement reste un enjeu majeur en simulation d'écoulements compressibles en général. Dans le cas du SWBLI, il est d'autant plus légitime de questionner la représentativité de ces conditions dans la mesure où tout mode artificiel de forçage à basse fréquence de l'écoulement est a priori d'autant plus facilement susceptible d'interférer avec le comportement naturel attendu de la zone décollée. Le type de forçage retenu (par déformation stationnaire d'un profil d'entrée) dans cette étude a permis l'obtention d'un état représentatif de couche limite turbulente quasi-développé, certes à nombre de Reynolds modéré. La caractérisation de cette couche limite s'est faite par des diagnostics classiques (coefficient de frottement, profils de vitesse, corrélations spatio-temporelles et spectres des fluctuations de vitesse, etc). L'analyse du champ de pression pariétale a néanmoins révélé a posteriori qu'une hiérarchie énergétique des modes de pression pariétale pré-existait au sein de la couche limite en amont. Les données générées n'ont malheureusement pas permis à ce stade de distinguer le rôle du forçage en amont de celui de mécanismes physiques naturellement présents au sein de la couche limite, sur la génération de ces modes de pression. L'analyse dans la zone d'interaction permet certes déjà d'identifier que la zone décollée semble avant tout agir comme un amplificateur de l'ensemble des modes de pression pariétale, l'énergie associé aux premiers modes de pression croissant relativement moins vite que pour les autres modes. L'étude ne permet néanmoins pas de conclure rigoureusement sur la capacité de la zone de décollement à générer intrinsèquement des efforts latéraux. Afin de clarifier la possible génération d'effort latéral pour une interaction SWBLI, des études complémentaires des modes azimutaux dans la zone amont serait donc nécessaire.

L'étude de la structure azimutale de l'écoulement et de façon plus générale de l'évolution de la turbulence au sein de la zone d'interaction a finalement posé la question de la définition de conditions de similitude. En géométrie cylindrique, il apparaît notamment impossible de fixer indépendamment le gradient de pression et la courbure transverse de la paroi et il est délicat de distinguer des effets intrinsèques de courbure des lignes de courant dans la direction longitudinale d'effets de distorsion lié à la direction azimutale. Un élargissement des bases de données complémentaires pour d'autres niveaux d'intensité de choc et de courbure relative, permettra sans doute à terme de mieux revisiter les possibles similitudes communément utilisées pour décrire les SWBLI. Ce type d'analyse pourra avantageusement être réalisée en configuration plus simple d'interaction avec un choc conique incident.

Annexe A

Évolution longitudinale de la vitesse U_e en fonction du niveau de courbure relatif

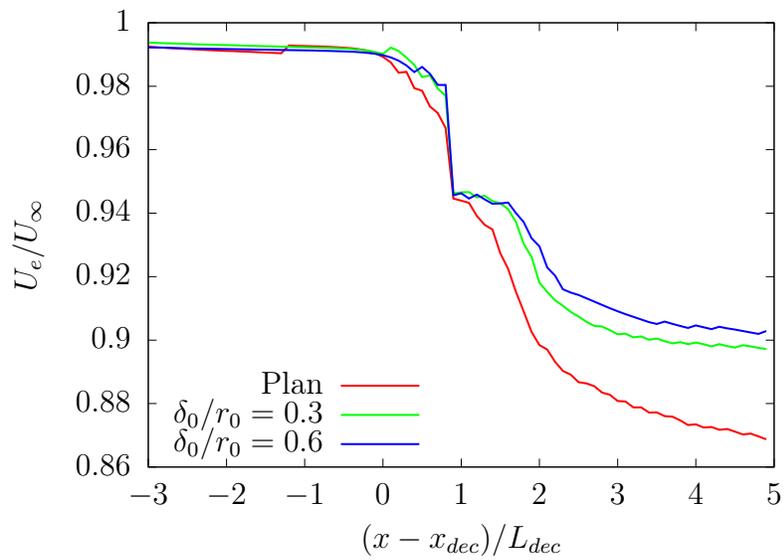


FIGURE A.1 – Évolution de U_e

Bibliographie

- [1] Nikolaus A Adams. Direct numerical simulation of turbulent compression ramp flow. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 12(2) :109–129, 1998.
- [2] Nikolaus A Adams. Direct simulation of the turbulent boundary layer along a compression ramp at $m=3$ and $re_{\theta}=1685$. *Journal of Fluid Mechanics*, 420 :47–83, 2000.
- [3] Nikolaus A Adams and Karim Shariff. A high-resolution hybrid compact-eno scheme for shock-turbulence interaction problems. *Journal of Computational Physics*, 127(1) :27–51, 1996.
- [4] Michael C Adler and Datta V Gaitonde. Unsteadiness in swept-compression-ramp shock/turbulent-boundary-layer interactions. In *55th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, page 0987, 2017.
- [5] Noor Afzal and KP Singh. Measurements in an axisymmetric turbulent boundary layer along a circular cylinder. *The Aeronautical Quarterly*, 27(3) :217–228, 1976.
- [6] J Andreopoulos, KC Muck, JP Dussauge, AJ Smits, and MS Selig. Turbulence structure in a shock wave/turbulent boundary-layer interaction. *AIAA journal*, 27(7) :862–869, 1989.
- [7] Donald D Baals and William R Corliss. *Wind tunnels of NASA*, volume 440. Scientific and Technical Information Branch, National Aeronautics and Space Administration, 1981.
- [8] Christophe Bogey and Christophe Bailly. A family of low dispersive and low dissipative explicit schemes for flow and noise computations. *Journal of Computational physics*, 194(1) :194–214, 2004.
- [9] O Marsden BOGEY, M Christophe. *Calcul direct du rayonnement acoustique de profils par une approche curviligne d'ordre élevé*. PhD thesis, Citeseer, 2005.
- [10] Patrick Bookey, Christopher Wyckham, Alexander Smits, and Pino Martin. New experimental data of stbli at dns/les accessible reynolds numbers. In *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, page 309, 2005.
- [11] Jonathan R Bull and Antony Jameson. Simulation of the compressible taylor green vortex using high-order flux reconstruction schemes. In *7th AIAA Theoretical Fluid Mechanics Conference*, page 3210, 2014.
- [12] Gaurav Chandola, Xin Huang, and David Estruch-Samper. Highly separated axisymmetric step shock-wave/turbulent-boundary-layer interaction. *Journal of Fluid Mechanics*, 828 :236–270, 2017.

- [13] Noel T Clemens and Venkateswaran Narayanaswamy. Low-frequency unsteadiness of shock wave/turbulent boundary layer interactions. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 46 :469–492, 2014.
- [14] CF Coe and WJ Chyu. Pressure-fluctuation inputs and response of panels underlying attached and separated supersonic turbulent boundary layers. 1972.
- [15] Gary N Coleman, John Kim, and RD Moser. A numerical study of turbulent supersonic isothermal-wall channel flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 305 :159–183, 1995.
- [16] Jean Cousteix. *Aérodynamique*. Cepadues-éditions, 1989.
- [17] F Daude, Julien Berland, Thomas Emmert, Philippe Lafon, F Crouzet, and Christophe Bailly. A high-order finite-difference algorithm for direct computation of aerodynamic sound. *Computers & Fluids*, 61 :46–63, 2012.
- [18] James DeBonis. Solutions of the Taylor-Green vortex problem using high-resolution explicit finite difference methods. In *51st AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, page 382, 2013.
- [19] J Delery and M-C Coet. Experiments on shock-wave/boundary-layer interactions produced by two-dimensional ramps and three-dimensional obstacles. In *Hypersonic Flows for Reentry Problems*, pages 97–128. Springer, 1991.
- [20] Joël Deleuze. *Structure d'une couche limite turbulente soumise à une onde de choc incidente*. PhD thesis, Aix Marseille 2, 1995.
- [21] DS Dolling. Fluctuating loads in shock wave/turbulent boundary layer interaction : tutorial and update. In *31st Aerospace Sciences Meeting*, page 284, 1993.
- [22] DS Dolling and MT Murphy. Unsteadiness of the separation shock wave structure in a supersonic compression ramp flowfield. *AIAA journal*, 21(12) :1628–1634, 1983.
- [23] ER Van Driest. Turbulent boundary layer in compressible fluids. *Journal of the Aeronautical Sciences*, 18(3) :145–160, 1951.
- [24] JP Dussauge, H Fernholz, RW Smith, and William S Saric. Turbulent boundary layers in subsonic and supersonic flow. AGARD, 1996.
- [25] Jack R Edwards. Numerical simulations of shock/boundary layer interactions using time-dependent modeling techniques : a survey of recent results. *Progress in Aerospace Sciences*, 44(6) :447–465, 2008.
- [26] M Elena and J-P Lacharme. Experimental study of a supersonic turbulent boundary layer using a laser doppler anemometer. *Journal de mécanique théorique et appliquée*, 7(2) :175–190, 1988.
- [27] Thomas Emmert, Philippe Lafon, and Christophe Bailly. Numerical study of self-induced transonic flow oscillations behind a sudden duct enlargement. *Physics of fluids*, 21(10) :106105, 2009.
- [28] ME Erenkil and DS Dolling. Correlation of separation shock motion with pressure fluctuations in the incoming boundary layer. *AIAA journal*, 29(11) :1868–1877, 1991.
- [29] Bharathram Ganapathisubramani, NT Clemens, and DS Dolling. Effects of upstream boundary layer on the unsteadiness of shock-induced separation. *Journal of Fluid Mechanics*, 585 :369–394, 2007.

- [30] Xavier Gloerfelt. *Bruit rayonné par un écoulement affleurant une cavité : simulation aéroacoustique directe et application de méthodes intégrales*. PhD thesis, Ecully, Ecole centrale de Lyon, 2001.
- [31] J Gonzalez and D Dolling. Correlation of interaction sweepback effects on unsteady shock-induced turbulent separation. In *31st Aerospace Sciences Meeting*, page 776, 1993.
- [32] JE Green. Interactions between shock waves and turbulent boundary layers. *Progress in Aerospace Sciences*, 11 :235–340, 1970.
- [33] Muzio Grilli, Stefan Hickel, and Nikolaus A Adams. Large-eddy simulation of a supersonic turbulent boundary layer over a compression–expansion ramp. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 42 :79–93, 2013.
- [34] Ami Harten, Bjorn Engquist, Stanley Osher, and Sukumar R Chakravarthy. Uniformly high order accurate essentially non-oscillatory schemes, iii. In *Upwind and high-resolution schemes*, pages 218–290. Springer, 1987.
- [35] R Hixon. Numerically consistent strong conservation grid motion for finite difference schemes. *AIAA journal*, 38(9) :1586–1593, 2000.
- [36] Anant Honkan and Yiannis Andreopoulos. Vorticity, strain-rate and dissipation characteristics in the near-wall region of turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 350 :29–96, 1997.
- [37] RA Humble, GE Elsinga, F Scarano, and BW Van Oudheusden. Three-dimensional instantaneous structure of a shock wave/turbulent boundary layer interaction. *Journal of Fluid Mechanics*, 622 :33–62, 2009.
- [38] V Jaunet, S Arbos, G Lehnasch, and S Girard. Wall pressure and external velocity field relation in overexpanded supersonic jets. *AIAA Journal*, pages 1–13, 2017.
- [39] Guang-Shan Jiang and Chi-Wang Shu. Efficient implementation of weighted eno schemes. Technical report, Institute for computer applications in science and engineering hampton VA, 1995.
- [40] Andrew D Johnson and Dimitri Papamoschou. Instability of shock-induced nozzle flow separation. *Physics of Fluids*, 22(1) :016102, 2010.
- [41] J Klewicki, R Ebner, and X Wu. Mean dynamics of transitional boundary-layer flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 682 :617–651, 2011.
- [42] Doyle Knight, Hong Yan, Argyris G Panaras, and Alexander Zheltovodov. Advances in cfd prediction of shock wave turbulent boundary layer interactions. *Progress in Aerospace Sciences*, 39(2-3) :121–184, 2003.
- [43] Per-Åge Krogstad and Lars Even Torbergsen. Invariant analysis of turbulent pipe flow. *Flow, turbulence and combustion*, 64(3) :161–181, 2000.
- [44] MI Kussoy, JD Brown, JL Brown, WK Lockman, and CC Horstman. Fluctuations and massive separation in three-dimensional shock-wave/boundary-layer interactions. 1988.
- [45] BHK Lee. Self-sustained shock oscillations on airfoils at transonic speeds. *Progress in Aerospace Sciences*, 37(2) :147–196, 2001.
- [46] XinLiang Li, DeXun Fu, and YanWen Ma. Dns of compressible turbulent boundary layer around a sharp cone. *Science in China Series G : Physics, Mechanics and Astronomy*, 51(6) :699, 2008.

- [47] Xu-Dong Liu, Stanley Osher, and Tony Chan. Weighted essentially non-oscillatory schemes. *Journal of computational physics*, 115(1) :200–212, 1994.
- [48] Maxim S Loginov, Nikolaus A Adams, and Alexander A Zheltovodov. Large-eddy simulation of shock-wave/turbulent-boundary-layer interaction. *Journal of Fluid Mechanics*, 565 :135–169, 2006.
- [49] RE Luxton, MK Bull, and S Rajagopalan. The thick turbulent boundary layer on a long fine cylinder in axial flow. *The Aeronautical Journal*, 88(875) :186–199, 1984.
- [50] M Pino Martín. Direct numerical simulation of hypersonic turbulent boundary layers. part 1. initialization and comparison with experiments. *Journal of Fluid Mechanics*, 570 :347–364, 2007.
- [51] A Michalke and HV Fuchs. On turbulence and noise of an axisymmetric shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 70(1) :179–205, 1975.
- [52] João C Neves, Parviz Moin, and Robert D Moser. Effects of convex transverse curvature on wall-bounded turbulence. part 1. the velocity and vorticity. *Journal of Fluid Mechanics*, 272 :349–382, 1994.
- [53] Sébastien Piponniau. *Instationnarités dans les décollements compressibles : cas des couches limites soumises à ondes de choc*. PhD thesis, Aix-Marseille 1, 2009.
- [54] Sébastien Piponniau, Erwan Collin, Pierre Dupont, and Jean-francois Debiève. Reconstruction of velocity fields from wall pressure measurements in a shock wave/turbulent boundary layer interaction. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 35 :176–186, 2012.
- [55] Sébastien Piponniau, JP Dussauge, JF Debieve, and P Dupont. A simple model for low-frequency unsteadiness in shock-induced separation. *Journal of Fluid Mechanics*, 629 :87–108, 2009.
- [56] J Piquet and VC Patel. Transverse curvature effects in turbulent boundary layer. *Progress in aerospace sciences*, 35(7) :661–672, 1999.
- [57] Sergio Pirozzoli, F Grasso, and TB Gatski. Direct numerical simulation and analysis of a spatially evolving supersonic turbulent boundary layer at $m= 2.25$. *Physics of fluids*, 16(3) :530–545, 2004.
- [58] Stephan Priebe and M Pino Martín. Low-frequency unsteadiness in shock wave–turbulent boundary layer interaction. *Journal of Fluid Mechanics*, 699 :1–49, 2012.
- [59] Stephan Priebe, Jonathan H Tu, Clarence W Rowley, and M Pino Martín. Low-frequency dynamics in a shock-induced separated flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 807 :441–477, 2016.
- [60] GNV Rao and NR Keshavan. Axisymmetric turbulent boundary layers in zero pressure-gradient flows. *Journal of Applied Mechanics*, 39(1) :25–32, 1972.
- [61] Audrey Rault, Guillaume Chiavassa, and Rosa Donat. Shock-vortex interactions at high mach numbers. *Journal of Scientific Computing*, 19(1-3) :347–371, 2003.
- [62] M Ringuette, M Wu, and MP Martin. Low reynolds number effects in a mach 3 shock/turbulent-boundary-layer interaction. *AIAA journal*, 46(7) :1883–1886, 2008.
- [63] ML Robinson. Boundary layer effects in supersonic flow over cylinder-flare bodies. 1974.

- [64] Neil D Sandham. Shock-wave/boundary-layer interactions.
- [65] Gary S Settles, Thomas J Fitzpatrick, and Seymour M Bogdonoff. Detailed study of attached and separated compression corner flowfields in high reynolds number supersonic flow. *AIAA journal*, 17(6) :579–585, 1979.
- [66] MS Shadloo, A Hadjadj, A Chaudhuri, and O Ben-Nasr. Large-eddy simulation of a spatially-evolving supersonic turbulent boundary layer at $m_\infty = 2$. *European Journal of Mechanics-B/Fluids*, 67 :185–197, 2018.
- [67] MF Shahab, G Lehnasch, and TB Gatski. Streamwise relaxation of a shock perturbed turbulent boundary layer. In *Whither Turbulence and Big Data in the 21st Century?*, pages 93–115. Springer, 2017.
- [68] MF Shahab, G Lehnasch, TB Gatski, and P Comte. Statistical characteristics of an isothermal, supersonic developing boundary layer flow from dns data. *Flow, turbulence and combustion*, 86(3-4) :369–397, 2011.
- [69] Muhammad Farrukh Shahab. *Numerical investigation of the influence of an impinging shock wave and heat transfer on a developing turbulent boundary layer*. PhD thesis, ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d’Aérotechnique-Poitiers, 2011.
- [70] Chi-Wang Shu and Stanley Osher. Efficient implementation of essentially non-oscillatory shock-capturing schemes. *Journal of computational physics*, 77(2) :439–471, 1988.
- [71] AJ Simonsen and P-Å Krogstad. Turbulent stress invariant analysis : Clarification of existing terminology. *Physics of Fluids*, 17(8) :088103, 2005.
- [72] AJ Smits. Dussauge (1996), turbulent shear layers in supersonic flow.
- [73] Alexander J Smits and Kin-Choong Muck. Experimental study of three shock wave/turbulent boundary layer interactions. *Journal of Fluid Mechanics*, 182 :291–314, 1987.
- [74] E Stanewsky. Adaptive wing and flow control technology. *Progress in Aerospace Sciences*, 37(7) :583–667, 2001.
- [75] M Sunyach and JE Ffowcs Williams. Contrôle actif des oscillations dans les cavités excitées par un écoulement. *Comptes rendus de l’Académie des sciences. Série 2, Mécanique, Physique, Chimie, Sciences de l’univers, Sciences de la Terre*, 303(12) :1085–1088, 1986.
- [76] Christopher KW Tam and Jay C Webb. Dispersion-relation-preserving finite difference schemes for computational acoustics. *Journal of computational physics*, 107(2) :262–281, 1993.
- [77] PD Thomas and CK Lombard. Geometric conservation law and its application to flow computations on moving grids. *AIAA journal*, 17(10) :1030–1037, 1979.
- [78] Marcel Vinokur. Conservation equations of gasdynamics in curvilinear coordinate systems. *Journal of Computational Physics*, 14(2) :105–125, 1974.
- [79] DM Voitenko, AI Zubkov, and Yu A Panov. Supersonic gas flow past a cylindrical obstacle on a plate. *Fluid Dynamics*, 1(1) :84–88, 1966.
- [80] Frank M White. The axisymmetric turbulent boundary layer on an extremely long cylinder. Technical report, Navy underwater sound lab New London CT, 1969.

- [81] William W Willmarth, Richard E Winkel, LK Sharma, and TJ Bogar. Axially symmetric turbulent boundary layers on cylinders : mean velocity profiles and wall pressure fluctuations. *Journal of Fluid Mechanics*, 76(1) :35–64, 1976.
- [82] WW Willmarth and CS Yang. Wall-pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers on a flat plate and a cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 41(1) :47–80, 1970.
- [83] Minwei Wu and M Pino Martin. Direct numerical simulation of supersonic turbulent boundary layer over a compression ramp. *AIAA journal*, 45(4) :879–889, 2007.
- [84] Minwei Wu and M Pino Martin. Analysis of shock motion in shockwave and turbulent boundary layer interaction using direct numerical simulation data. *Journal of Fluid Mechanics*, 594 :71–83, 2008.
- [85] Xiaohua Wu and Parviz Moin. Direct numerical simulation of turbulence in a nominally zero-pressure-gradient flat-plate boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 630 :5–41, 2009.
- [86] M Yasuhara. Experiments of axisymmetric boundary layers along a cylinder in incompressible flow. *Transactions of the Japan Society of Aerospace Sciejices*, 2 :33, 1959.

Résumé

Les phénomènes d'interactions choc/couche limite sont dimensionnants pour de nombreuses applications des domaines de l'aéronautique et du spatial. Ils peuvent être associés à la formation de décollements instationnaires à basse fréquence qui n'ont été étudiés jusqu'à présent qu'en géométrie plane. La présente étude vise à caractériser ce type d'interaction en configuration cylindrique. Un outil de simulation numérique directe, basé sur l'extension de schémas hybrides aux différences finies de haute précision (centrés optimisés 6/WENO 5) en géométrie curviligne, a été développé et validé à travers divers cas test standards. Une première partie de l'étude se focalise sur l'influence d'un effet de courbure transverse sur le développement des propriétés d'une couche limite supersonique à Mach 3. Il est montré que l'augmentation de la courbure relative de la couche limite tend à réduire l'énergie de fluctuation à basse fréquence près de la paroi, tout en renforçant les perturbations à hautes fréquences dans la zone externe de la couche limite. En comparaison avec le cas plan, la courbure transverse induit une ré-organisation notable des structures de la couche limite et un comportement différent des invariants d'anisotropie des contraintes, mais ne conduit qu'à une légère modification des distributions de contraintes et de l'équilibre global d'énergie cinétique turbulente. Une seconde partie de l'étude se concentre sur la zone d'interaction avec une rampe de compression et le mouvement instationnaire du choc en géométrie de révolution complète. La déformation azimutale du choc est caractérisée dans son mouvement. Elle apparaît essentiellement associée à la fluctuation de la ligne de décollement et l'organisation des structures tourbillonnaires amont. Il est montré que l'énergie des modes azimutaux de pression pariétale fluctuante est plus amplifiée pour les modes d'ordre plus élevé. La contribution à l'effort latéral associé au mode 1 apparaît plus particulièrement marquée à basses fréquences dans la zone amont au point de décollement et à moyennes fréquences en aval de la zone de recollement sur la rampe où les niveaux les plus élevés de fluctuations sont observés. Il est montré que les fluctuations à basses fréquences sont en revanche portées par des modes azimutaux d'ordre de plus en plus élevé à travers la zone d'interaction.

Mots-clés : couche limite turbulente, ondes de choc, aérodynamique supersonique, décollement des écoulements, écoulement instationnaire (dynamique des fluides), rampe de compression, effet de courbure

Abstract

Shock wave/boundary layer interactions (SWBLI) are present in various aerospace engineering applications. They can be associated with separated regions yielding low-frequency unsteadiness, which have mainly been studied in planar geometries. The present study aims at characterizing this type of interaction in a cylindrical configuration. A direct numerical simulation solver has been developed and validated with various test cases. It is based on a high-order finite difference based hybrid schemes (6th order centered scheme/5th order WENO), extended to curvilinear geometries. Transverse curvature effects on properties of spatially developing supersonic boundary layer at Mach 3 are first examined. It is shown that the increase of the relative curvature of the boundary layer tends to reduce the fluctuation energy at lower frequencies near the wall, while reinforcing the perturbations at higher frequencies in the upper zone of the boundary layer. In comparison with the planar case, the transverse curvature leads to a significant re-organization of the boundary layer structures and a subsequent modified behavior of the invariants of anisotropy turbulent stress tensor. It however only leads to slightly modified distributions of Reynolds stress and a rather similar overall balance of turbulent kinetic energy through the boundary layer. The second part of this study is dedicated to the unsteady motions of the shock/separation zone in a cylinder/compression flare configuration for which the full cylindrical geometry is taken into account. The shock distortions in the azimuthal direction appears to be mainly associated to the organization of the upstream vortex structures and the subsequent azimuthal fluctuations of the separation line. It is shown that the energy of the fluctuating wall pressure is more amplified for higher order azimuthal modes. The contributions to lateral forces, associated to the first mode, are dominated by low-frequencies only upstream of the separation line in the intermittent region. They become more dominant in the middle frequency range downstream of the reattachment zone on the ramp. It is also shown that the low-frequency activity at the wall is progressively due to higher order azimuthal modes through the interaction zone.

Keywords : turbulent boundary layer, shock waves, aerodynamics, supersonic, flow separation, unsteady flow (fluid dynamics), compression rampe, curvature effect